

Messung von
Ein-Nukleon-Transferreaktionen
der Systeme $^{13}\text{C} - ^{13}\text{C}$ und $^{16}\text{O} - ^{10}\text{B}$

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Friedrich Siller
aus Kraiburg/Inn

Messung von
Ein-Nukleon-Transferreaktionen
der Systeme $^{13}\text{C} - ^{13}\text{C}$ und $^{16}\text{O} - ^{10}\text{B}$

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von
Friedrich Siller
aus Kraiburg/Inn

Als Dissertation genehmigt
von den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	14. 5. 1975
Vorsitzender der kommissarischen Promotionskommission:	Prof. Dr. H. Behrens
Erstberichterstatter:	Priv. Doz. Dr. H. Voit
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. E. Finckh

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	1
A) Experimente	2
I) Die $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ und $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ Messungen	2
1) Strahl und Target	2
2) Die Streukammer	3
a) Allgemeines	3
b) Konstruktion	6
c) Justierung der Kammer	8
3) Das Flugzeitspektrometer	10
a) ΔE -Signal	12
b) Flugzeitstartsignal	14
c) Flugzeitstoppsignal	15
d) E-Signal	15
4) Elektronik und Analysier- und Auswerteprogramm	16
5) Normierung	19
II) Die Messung von $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{O}$ und $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}$	22
1) Gaszelle	22
2) Teleskop und Meßelektronik	23
3) Normierung	27
B) Theoretische Beschreibung der Experimente	30
I) DWBA-Formalismus	30
II) Vereinfachungen des DWBA-Formalismus	34
C) Diskussion der Meßergebnisse	36
I) Das $^{16}\text{O}-^{10}\text{B}$ -System	36
II) Die $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Reaktion	38
III) Spektroskopische Faktoren	42
D) Anhang	56
I) Bemerkungen zur Gewinnung der spektroskopischen Faktoren	56
1) Stripping-Reaktion	56
2) Pickup-Reaktion	57
3) Beispiel	57
II) Ergebnisse mit einem Halbleiter- ΔE -E-Flugzeitspektrometer	58
Literaturverzeichnis	62

ZUSAMMENFASSUNG

Am Erlanger Tandemlabor wurde ein Flugzeitspektrometer entwickelt und aufgebaut. Dieses Spektrometer gestattet eine mehrdimensionale Analyse (ΔE , E , π) und damit eine totale Teilchenidentifikation bei Kernreaktionen.

Mit dieser Anlage wurden am Erlanger EN-Tandembeschleuniger Winkelverteilungen für die Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ bei $E_{\text{lab}} = 25.0 \text{ MeV}$, 27.0 MeV und 29.0 MeV gemessen.

Ferner wurden die Winkelverteilungen für die Reaktionen $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{O}$ und $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}$ bei Projektilenergien von 100 MeV am energievariablen Zyklotron der Texas A + M-Universität untersucht. Für diese Messungen mußte eine spezielle Gaszelle entwickelt werden, die mit ca. 200 Torr reinem Sauerstoff gefüllt war.

Die gemessenen Winkelverteilungen wurden mit "Nonrecoil"- und "Recoil-Exact-Finite-Range"-DWBA-Berechnungen der Programmcodes "Mars" und "Saturn" von T. Tamura verglichen. Daraus wurden spektroskopische Faktoren für ^{14}C , $^{15}\text{O}(1p_{1/2})^{-1}$, ^{17}F und $^{17}\text{F}_{5.1 \text{ MeV}}$ ermittelt.

Einleitung

Transferreaktionen bei Schwerionenexperimenten wurden in Erlangen schon 1968 (Voi 68) gemessen. Zur theoretischen Behandlung stand nur das Dar'sche Diffraktions-Modell (Dar 65) zur Verfügung, mit dem sich keine Absolutrechnungen durchführen ließen. Damit konnte man keine spektroskopischen Faktoren ermitteln und Aussagen über die am Transfer beteiligten Bahndrehimpulse ließen sich nur bei strukturierten Winkelverteilungen gewinnen. Die Situation war also zu unbefriedigend für eine Fortsetzung der Messung von Schwerionentransferreaktionen.

Die theoretische Situation hat sich dann mit der Entwicklung des Buttle und Goldfarb-Codes, mit dem sich Neutronentransferreaktionen bei $E \approx E_C$ sehr gut und Protonentransferreaktionen recht gut wiedergeben ließen, gebessert. Als dann - inzwischen erfolgreich abgeschlossene - Bemühungen erkennbar waren, die Näherungen im Buttle und Goldfarb-Code zu beseitigen, waren Transferreaktionen mit Schwerionen wieder sehr interessant. Aus den eben genannten Bemühungen ergaben sich die erfolgreichen DWBA-Codes "Mars-Saturn" von T. Tamura und "Lola" von R. deVries, mit denen sich Einteilchen-Transferreaktionen sehr gut rechnen lassen. Mehrteilchen-Transfers sind nur schwer zu rechnen, da es schwierig ist, die innere Struktur des transferierten Clusters zu berücksichtigen.

Da es jetzt also möglich war, spektroskopische Informationen zu gewinnen, und den Einfluß von Näherungen zu untersuchen, wurde in Erlangen ein Flugzeitspektrometer aufgebaut, das nicht nur die Messung von Protonentransfers wie bisher mit einem Proportionalzähler-Teleskop gestattet sondern auch die Messung von Neutronentransferreaktionen.

A) Experimente

Im Rahmen dieser Arbeit wurden folgende Reaktionen untersucht:

- i) die n-Transferreaktion ^{13}C (^{13}C , ^{12}C) ^{14}C und die n-Pickupreaktion ^{13}C (^{13}C , ^{14}C) ^{12}C
- ii) die p-Transferreaktion ^{16}O (^{10}B , ^9Be) ^{17}F und die n-Pickupreaktion ^{16}O (^{10}B , ^{11}B) ^{15}O

Die ersten beiden Reaktionen (i) wurden am Erlanger EN-Tandem bei Energien von 25.0, 27.0 und 29.0 MeV gemessen, die letzten beiden Reaktionen (ii) bei $E_{\text{Lab}} = 97.35$ MeV am Schwerionenzyklotron der Texas A+M University in College Station. Zur Messung der letztgenannten Reaktionen wurde eine Gaszelle verwendet.

I) Die ^{13}C (^{13}C , ^{12}C) ^{14}C und ^{13}C (^{13}C , ^{14}C) ^{12}C Messungen

1) Strahl und Target

Der ^{13}C -Strahl wurde in einem Duoplasmatron erzeugt, in das zu 90 % mit ^{13}C angereichertes Kohlenmonoxid⁺ einge-
lassen wurde. Umgeladen wurde an Ammoniak. Der Arbeits-
druck im Duoplasmatron betrug 0.2 - 0.6 Torr, die Öffnung
der "Aperture-Plate" hatte einen Durchmesser von 0.6 mm.
Nach dem Durchlaufen der Beschleunigungsstrecke und der
Strahlführungselemente wurde der Strahl durch ein Blen-
densystem auf ein freitragendes ^{13}C -Target von ca. $165 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
Dicke gelenkt. Zur Herstellung des Targets wurde $^{13}\text{C}^+$ un-
ter Vakuum mit einer Elektronenstrahlkanone aus einem
wassergekühlten Tiegel verdampft und auf einer mit Ka-
liumchlorid beschichteten Glasplatte aufgefangen. Für
Normierzwecke wurde zusätzlich eine dünne Goldschicht
aufgedampft. Die Glasplatte wurde geritzt, um mehrere
Targets der richtigen Größe zu erhalten, und in ein
Wasserbad gegeben, in dem nach dem Auflösen des Kalium-
chlorids ^{13}C -Häutchen aufgeschwemmt wurden. Diese Häut-
chen wurden dann mit Targeträhmchen aus Tantal aufge-
fangen. Die Dicke der ^{13}C -Targets wurde mit dem Ener-
gieverlust von 5.485 MeV Alphateilchen eines ^{241}Am -Prä-
parates bestimmt.

⁺ Monsanto Research Corp., Miamisburg, Ohio (USA)

Das Blendensystem vor dem Target bestand aus einem vor der Streukammer angebrachten Blendenrad und einem ca. 6 cm vom Target entfernten Blendenkreuz (siehe Abb. 1).

2) Die Streukammer

a) Allgemeines

Bei beiden in Erlangen gemessenen Reaktionen war es nicht möglich, die bisher in Erlangen benutzte Nachweismethode für Schwerionen mit einem Teleskop - bestehend aus einem Proportionalzählrohr und einem Halbleiterdetektor - zu verwenden. Dieses Teleskop ist zwar in der Lage, Schwerionen mit unterschiedlichem Z zu trennen, nicht aber die bei den gemessenen Reaktionen vorkommenden Massen mit gleichem Z . Eine Trennung von Isotopen wie ^{12}C , ^{13}C und ^{14}C ist mit der Flugzeittechnik möglich.

Bei der Flugzeitspektroskopie ist es erforderlich, in größerer Entfernung vom Target (ca. 1 m) einen Detektor anzubringen, der einen variablen Winkelbereich gegenüber dem Strahl hat. Dazu wurden bisher wie in Ref. (Hil 72) sogenannte "Bandkammern" benutzt, die mit einem flexiblen Metallband abgedichtet werden, den Nachteil eines beschränkten Winkelbereichs haben und vakuumtechnisch nicht problemlos sind. Da es in Erlangen keine Bandkammer gab, wurde eine neue Streukammer entwickelt, die das Problem des winkelvariablen Detektors in großer Entfernung vom Target auf eine neue Weise löst. Diese neue Kammer (siehe Abb. 1) besteht aus zwei etwa gleich großen, zylindrischen Ringen, die unter Vakuum gegeneinander drehbar sind. Diese beiden Ringe, die den Kammerkörper bilden, werden um 6° gegenüber der Strahlachse verkippt so aufgestellt, daß der Strahl knapp unter dem oberen Rand des starr durch das Kammerjustiergestell gehaltenen unteren Ringes eintreten kann. Der obere Ring kann sich frei drehen. An dem oberen Kammerring läßt sich an einer 10° -Schräge (siehe Abb. 1) das Ansatzstück für ein Flugzeitrohr so anschrauben, daß die Achse des Flugzeitrohres bei beliebiger Drehung des oberen Kammerringes den Targetbrennfleck zentrisch trifft.

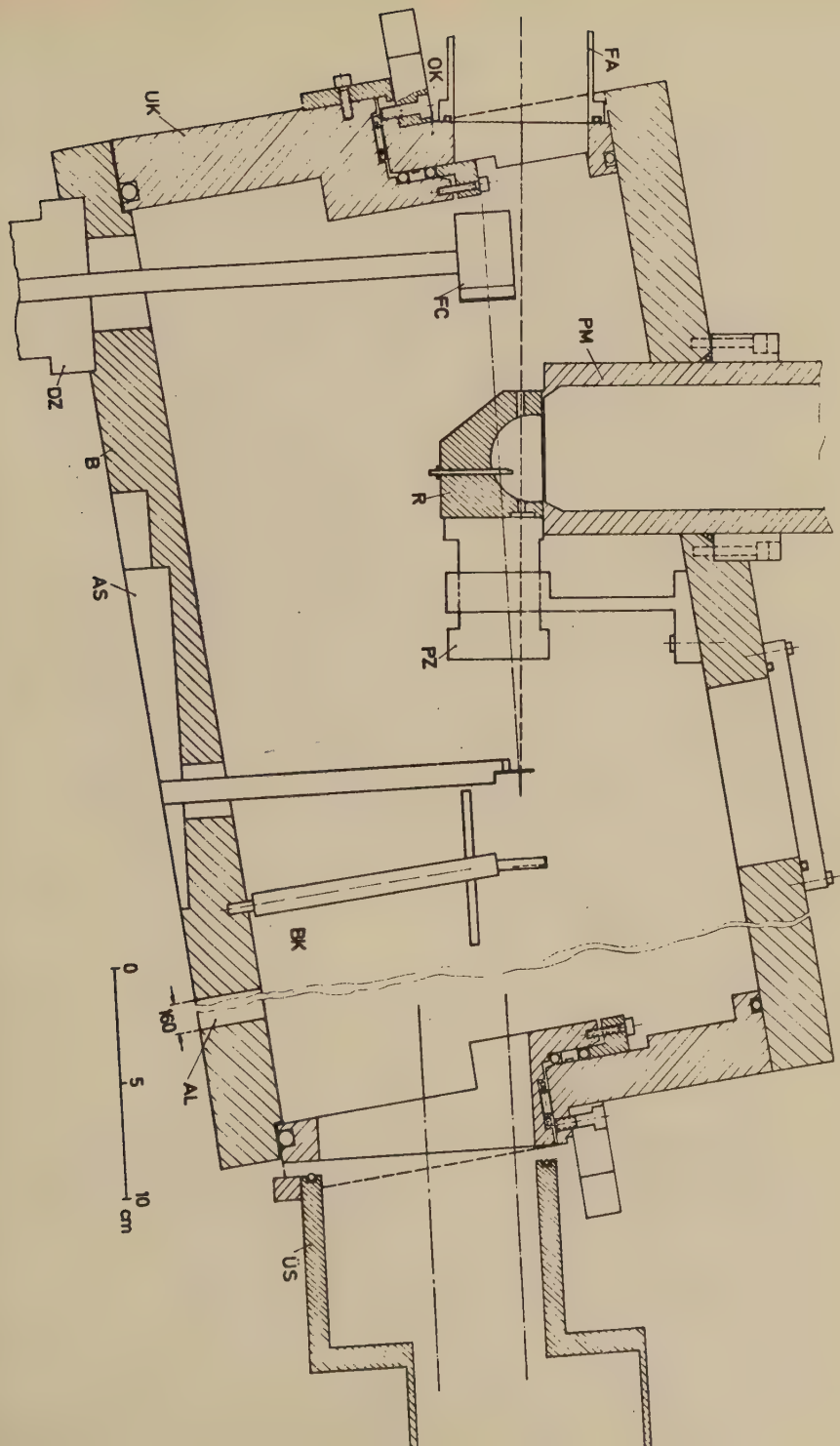
Das Ansatzstück ist zugleich ein Übergangsstück auf die 4" HVEC-Norm, sodaß 4" HVEC-Rohre beliebiger Länge als Flugzeitrohr benutzt werden können. Die Achse des Flugzeitrohres läßt sich somit auf dem Kegelmantel eines Kegels mit dem Öffnungswinkel 160° bewegen, dessen Symmetrieachse um 6° aus dem Lot zur Strahlachse verkippt ist. Die Meßwinkel liegen damit nicht wie üblich in einer Streuebene, sondern auf der gewölbten Fläche eines Kegelmantels. Eine solche Anordnung ist nur für Experimente mit unpolarisiertem Strahl und Target verwendbar. Der Labormeßwinkelbereich, in dem die Messungen durchgeführt werden können, beträgt $\Theta_{\text{Lab}} = 4^\circ - 164^\circ$. Der tatsächliche Streuwinkel Θ_{Lab} läßt sich nach der Umrechnungsformel

$$\Theta_{\text{Lab}} = \arccos \left(\frac{\sqrt{\tan^2 6^\circ - \cos^2 \alpha \cdot \sin^2 6^\circ}}{\sqrt{\sin^2 \alpha + \tan^2 6^\circ}} \cdot \sin 10^\circ + \cos 10^\circ \cdot \cos 6^\circ \cdot \cos \alpha \right)$$

bestimmen, wobei α der Winkel ist, um den der obere Kammer-ring gegen den unteren verdreht ist. Der Winkel 6° rührt von der Verkipfung der Kammer gegen den Strahl her und der 10° - Winkel von der Verkipfung des Flugzeitrohres gegenüber der Kammer. Der Winkel $\alpha = 0^\circ$ führt zu $\Theta_{\text{Lab}} = 4^\circ$ und liegt dann vor, wenn die Flugzeitrohrachse in Strahlrichtung steht und mit der Strahlachse eine Lotebene aufspannt.

Abb 1: Schnitt durch die Streukammer. Das Flugzeitrohr steht unter $\alpha = 0^\circ$. Aus Formatgründen wurde die Zeichnung mit Hilfe von Bruchlinien verkürzt.

FA = Flugzeitrohr-Ansatzstück	US = Übergangsstück
OK = Oberer Kammerkörper	AS = Ansatzstück
UK = Unterer Kammerkörper	B = Boden
FC = Faraday-Cup	BK = Blendenkreuz
PM = Photomultiplier	DZ = Druckzylinder
PZ = Proportionalzählrohr	
R = Reflektor	



b) Konstruktion

Der Durchmesser der Flugzeitkammer ist mit 60 cm relativ groß. Der Grund dafür ist zum einen, daß damit der Kippwinkel klein und der Winkelbereich groß gehalten werden konnte, zum anderen, daß der Proportionalzähler und der Reflektor für den Photomultiplier in der Kammer nahe dem Target und somit bei (durch Detektorfläche und Abstand vom Target) vorgegebenem Raumwinkel mit optimal langer Flugstrecke untergebracht werden konnten. Der große Durchmesser brachte die Schwierigkeit mit sich, auf einem Umfang von ca. 170 cm dynamisch abdichten zu müssen, was mit den gängigen Perbunan- oder Vitondichtungen unmöglich ist. Deshalb wurden teflonummantelte O-Ringe⁺ verwendet, deren Einbaulage so gewählt wurde, daß der Anpreßdruck unabhängig vom Vakuum in der Kammer ist, was wegen der geringen Flexibilität der teflonummantelten O-Ringe empfehlenswert ist. Der Anpreßdruck läßt sich, wie aus Abb. 2 ersichtlich ist, mit dem Anpreßring AP einstellen. Es wurden sogar - wie aus Abb. 2b **ersichtlich** - zwei Dichtringe benutzt, zwischen denen durch Abpumpen Vorvakuum erzeugt wird. Der durch das Gewicht des oberen Kammerrings und das Vakuum bedingte Anpreßdruck zwischen den beiden Kammerringen wird durch ein Wälzrollenlager aufgefangen. Dafür, daß die Zen-

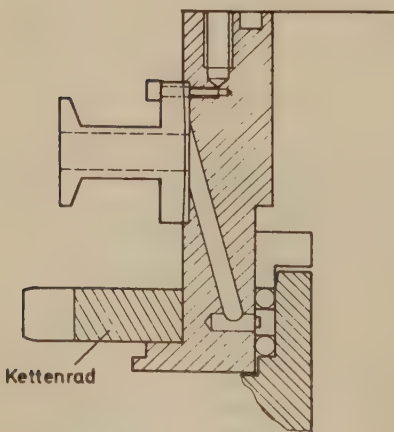
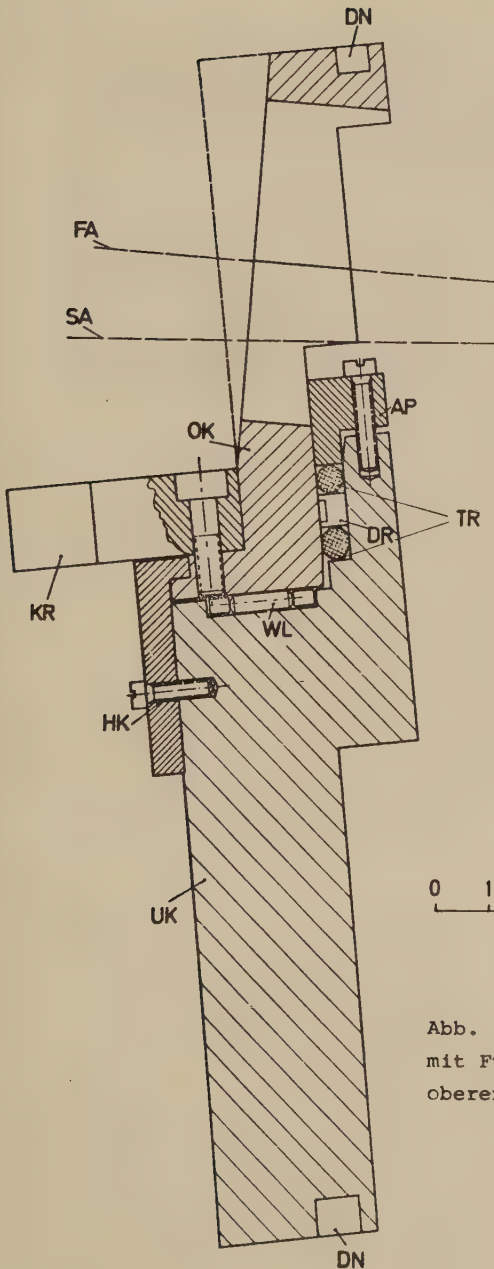


Abb. 2a: Vorvakuumanschluß für das Vorvakuum zwischen den beiden teflonummantelten Dichtringen

Vorvakuumanschluß

⁺Merkel KG, Hamburg



UK= Unterer Kammerkörper
OK= Oberer Kammerkörper
DN= Dichtnut
FA= Flugstreckenachse
SA= Strahlachse
TR= Teflondichtring
AP= Anpressring
DR= Distanzring
WL= Wälzrollenlager
KR= Kettenrad
HK= Halte- und Führungskralle

0 1 2 5 cm

Abb. 2b: Dichtsystem der Kammer
mit Führung und Lagerung des
oberen Kammerkörpers

trierung zwischen den beiden Kammerringen exakt ist und nicht den nachgiebigen Dichtringen überlassen wird, sorgen die "Haltekrallen HK" die zusätzlich bei Belüftung der Kammer mit trockenem Stickstoff verhindern, daß der obere Kammerring bei Überdruck hochgehoben wird.

Der Boden der Kammer enthält die Ansaugöffnung, an die über einen NW 150-Federbalg und ein NW 150-Ventil eine Balzers Turbomolekularpumpe angeschlossen ist. Der Kammerrboden enthält ferner die Targetschleuse mit Targetrevolver, eine Vorrichtung, mit der ein vorspannbarer Cup hinter dem Target mit Preßluft in den Strahlengang geschossen werden kann, und die Halterung für ein kleines Blendenkreuz vor dem Target.

Der Kammerdeckel enthält das Gaseinlaßsystem für das Proportionalzählrohr, elektrische Durchführungen und die Vakuumdurchführung für einen Photomultiplier. Ferner ist an der Unterseite des Deckels die justierbare Halterung für das Proportionalzählrohr und einen Reflektor angebracht.

Die beiden Kammerringe sind mit Durchbrüchen versehen, die mit Fensterflanschen, Flanschen mit elektrischen Durchführungen (z.B. zum Cup) und Flanschen mit Kleinflanschanschlüssen (für Druckmessung, Belüften und dosiertes Anpumpen der Kammer mit einer Vorpumpe wegen der dünnen PZ-Fenster) versehen sind. Ferner wird das Blendenkreuz über eine Drehdurchführung in einem Flansch und ein Doppelgelenk betätigt.

c) Justierung der Kammer

Die Justierung der Kammer ist wegen der Verkipfung schwieriger als bei konventionellen Streukammern. Zunächst muß am oberen Kammerring ein planparalleles Fenster so angebracht werden, daß man den Drehmagneten mit Hilfe des eingebauten Fernrohres genau auf das Endtarget an der Targethallenwand ausrichten kann, d.h. man muß das Fenster senkrecht zur optischen Achse anbringen, damit es zu keiner Parallelverschiebung des Strahlengangs kommt. Der Kammerzugang läßt sich mit Hilfe eines Zieltargets vor dem

4" HVEC-Übergangsstück justieren, der Kammerausgang mit Hilfe eines speziellen Justierfensters. Zusätzlich läßt sich die Justierung schnell mit dem Blendenwechselsystem vor dem Target überprüfen. Dieses Blendenwechselsystem läßt sich auch zur Justierung der Flugstreckenachse verwenden. Hierzu simuliert man mit einem Laser den Teilchenstrahl und erzeugt so einen Brennfleck auf einem Target. Durch eine Blende am Ende der Flugstrecke beobachtet man nun den Brennfleck durch das Blendensystem von Proportionalzählrohr und Reflektor und zentriert letztere mit den dafür vorgesehenen Stellschrauben.

3) Das Flugzeitspektrometer

Die eben beschriebene Streukammer bietet die Voraussetzung für eine 3-dimensionale Analyse von Schwerionenreaktionen. Diese 3-dimensionale Analyse ist eine Kombination von Flugzeitmessung und ΔE -E-Analyse, deren schematischer Aufbau aus Abb. 3 zu ersehen ist. Diese kombinierte Nachweismethode gestattet eine Trennung der Reaktionsprodukte nach Masse m und Kernladung Z . Eine solche Trennung sollte im Prinzip mit der ΔE -E-Analyse allein schon möglich sein, da der spezifische Energieverlust dE/dx proportional zu mZ^2_{eff} ist. Allerdings scheitert eine Massenseparation bei niedrigen Teilchenenergien am unzureichenden Auflösungsvermögen der hier zu verwendenden Proportionalzählrohre. Bei höheren Energien der Reaktionsprodukte (ca. 100 MeV), bei denen Halbleiterzähler mit geringer relativer Dickeninhomogenität als dE/dx -Detektoren verwendet werden können, ist eine Isotopentrennung bis ungefähr $Z=9$ möglich. Die Z -Separation bei niedrigen Energien ist jedoch wegen der quadratischen Abhängigkeit des Energieverlustes von Z_{eff} auch mit einem Proportionalzählrohr möglich.

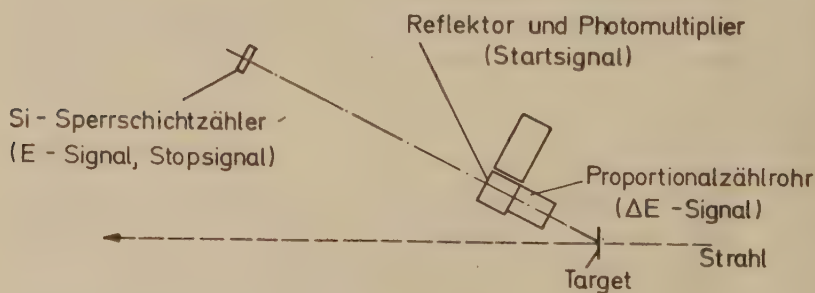


Abb. 3: Schematischer Aufbau der 3-dimensionalen Analyse

Eine gute Möglichkeit, eine saubere Massentrennung zu erhalten, ist die Flugzeitspektroskopie. Wegen $E = 1/2 mv^2$ folgt:

$$m = \frac{2E}{v^2} = \frac{2E}{s^2} t^2$$

Man kann also bei gleichzeitiger Messung der Energie E und der Flugzeit t bei einer konstanten Flugstrecke s die Masse m bestimmen. Dabei gilt für das Auflösungsvermögen:

$$\frac{\Delta m}{m} = \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta t}{t}$$

Prinzipiell kann man den Term $2\Delta t/t$ bei genügender Verlängerung der Flugstrecke s (und damit der Flugzeit t) verschwindend klein werden lassen und damit eine Massenauflösung erreichen, die im wesentlichen durch die Energieauflösung des verwendeten Detektors gegeben ist. In Praxis ist dies jedoch wegen der endlichen Größe des Detektors undurchführbar (ein guter E-Detektor von 1000 mm^2 Fläche ist nicht alltäglich). Zudem resultiert aus der großen Fläche eines Detektors ein großer Wert für die Kapazität C dieses Detektors, was wiederum im Vorverstärker zu einer Verschlechterung der Energieauflösung führt. Die Auswahl des Detektors und der Wegstrecke s ist immer ein Kompromiß, der von der Energie und der Masse der zu spektroskopierenden Teilchen abhängt.

Bei der dreidimensionalen Analyse (m,Z,E) benötigt man nun folgende Information:

- a) ein ΔE -Signal
- b) ein Flugzeitstartsignal
- c) ein Flugzeitstoppsignal
- d) ein E-Signal

zu a)

Um ein ΔE -Signal zu erhalten, kommen im wesentlichen zwei Möglichkeiten in Frage. Zum einen kann man einen sehr dünnen dE/dx -Halbleiterdetektor ($5-6\mu$ für die Schwerionenreaktionen am Erlanger EN-Tandem) verwenden, welcher den Vorteil hat, daß man ihn gleichzeitig zur Erzeugung eines Flugzeitstartsignals verwenden kann. Die kommerziell erhältlichen sehr dünnen dE/dx -Detektoren weisen allerdings eine recht inhomogene Dicke auf. Typische Dickenschwankungen betragen $\pm 0.3\mu$, womit man ein relativ schlechtes ΔE -Auflösungsvermögen von etwa 12 % erhält. Bei höheren Energien der nachzuweisenden Schwerionen kann man dickere dE/dx -Detektoren einsetzen, die wesentlich homogener sind und damit ein entsprechend besseres ΔE -Auflösungsvermögen besitzen. Zum anderen kann man zur Erzeugung eines ΔE -Signals ein Proportionalzählrohr mit Ein- und Austrittsfenster verwenden. Als Fenster wurden ca. $70\mu g/cm^2$ dicke Movitalfolien verwendet. Diese Movitalfolien wurden hergestellt, indem man eine Glasplatte in eine Lösung taucht, bei der Movital in Chloroform gelöst war. Die nach dem Abdampfen des Lösungsmittels zurückbleibende Movitalhaut kann man in einer Wasserschale ablösen und dann auffangen. Die Dicke der Folie hängt im wesentlichen von der Movitalkonzentration im Lösungsmittel ab.

Ein Proportionalzählrohr hat den Nachteil, daß man es wegen seiner langsamen Signalanstiegszeit nicht zusätzlich als Flugzeitstartsignal-detektor und auch nicht zu einer $\Delta E+E$ -Summation verwenden kann. Es besitzt jedoch die Vorteile, daß man mit ihm ein ΔE -Auflösungsvermögen von ca. 10 % erreichen kann, daß man seine " ΔE -Dicke" ohne Schwierigkeiten durch Verändern des Gasdrucks den experimentellen Erfordernissen anpassen kann, und schließlich besitzt es gegenüber einem dE/dx -Halbleiterdetektor den Vorteil, daß es sehr billig und unempfindlich ist. Der bei diesem Experiment verwendete Proportionalzähler wurde - um den Abstand des Stopdetektors vom Target möglichst klein halten zu können - sehr kurz gebaut, wie aus Abb.4 ersichtlich ist.

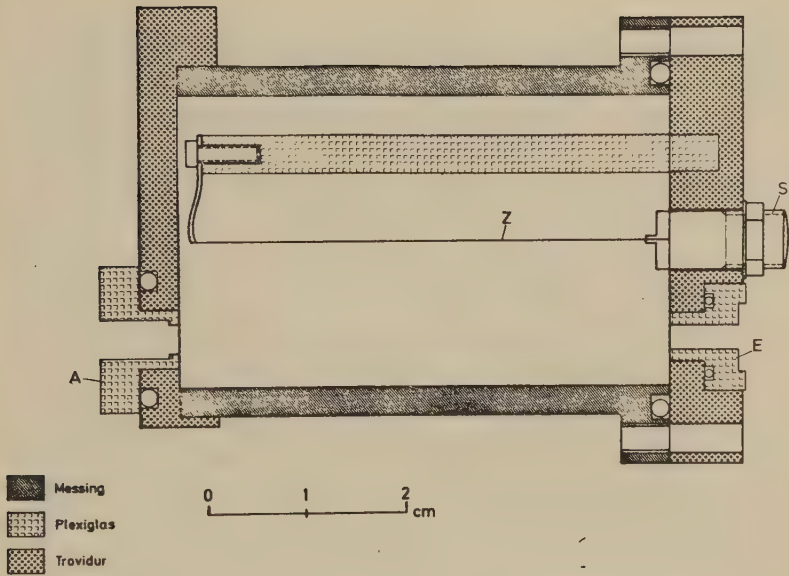


Abb. 4: Proportionalzählrohr

E = Eintrittsfenster

Z = Zähl draht

A = Austrittsfenster

S = Spannungsdurchführung

zu b)

Um ein Flugzeitstartsignal zu erhalten, gibt es verschiedene bereits erprobte Methoden, bei denen die Verwendung eines gepulsten Strahls im folgenden ausgeklammert werden soll. Eine der Methoden wurde bereits erwähnt: ein schnelles Zeitsignal läßt sich aus einem dE/dx -Halbleiterzähler gewinnen. Die mittlere Signalanstiegszeit beträgt:

$$\bar{T} \sim \frac{d \left[\frac{\text{cm}}{\frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot V} \right]}{\chi \left[\frac{\text{cm}}{\text{s}} \cdot V \right] \cdot E \left[\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right]}$$

mit χ = Beweglichkeit der Ladungsträger

E = Elektrische Feldstärke

d.h. die Signalanstiegszeit ist von dem spezifischen Widerstand des verwendeten Halbleitermaterials abhängig, da der Quotient d/E in der obigen Formel vom spezifischen Widerstand abhängt. Dies muß man bei der Detektorwahl berücksichtigen. Um die Anstiegszeiten der Detektoren voll auszunützen, wurden meist Eigenbauvorverstärker nach Sherman - Roddick (She 68) bzw. wie im vorliegenden Fall beim Stopdetektor zwei getrennte Vorverstärker, nämlich ein normaler ladungsempfindlicher⁺ und ein stromempfindlicher Vorverstärker⁺⁺ verwendet. Diese Methoden, ein Flugzeitstartsignal zu erhalten, wurden wegen den in (a) genannten Gründen nicht gewählt, aber erfolgreich mit einem 100 MeV Borstrahl am Cyclotron-Institute (College Station, Texas) unter Verwendung eines Sherman - Roddick Vorverstärkers erprobt.

Bei den sonst üblichen Methoden zur Erzeugung eines Startsignals wurden meist Sekundärelektronenvervielfacher verwendet, wobei entweder Elektronen, die beim Durchgang des zu spektroskopierenden Teilchens durch eine dünne Kohlenstofffolie herausgeschlagen wurden, in einem elektrischen Feld in einen offenen Photomultiplier (Sch 70), in ein Channeltron (Pfe 73) oder in einen an eine geschlossene Photomultiplieröhre gekoppelten Szintillator (Die 71, 73) getrieben wurden

+ Ortec 125

++ Friesecke & Hoepfner, FNH 604S

Eine andere Möglichkeit - die hier benutzt wurde - ist, den Lichtblitz, den ein Teilchen beim Durchgang durch eine Szintillationsfolie⁺ (Energieverlust für ^{13}C ca. 900 keV - 1400 keV - je nach Energie) erzeugt, in das lichtempfindliche Fenster einer Photomultiplerröhre⁺⁺ zu reflektieren (Gel 71). Die in dieser Arbeit benutzte Methode unterscheidet sich von der letzteren etwas darin, daß Gelbke einen halbkugelförmigen Reflektor benutzte, wogegen hier der Reflektor ein Polygonenzug-Ellipsoid war, mit der Szintillationsfolie in dem einen Brennpunkt und mit der Fenstermitte des Photomultipliers im anderen Brennpunkt. Die Verbesserung liegt darin, daß damit Laufzeitunterschiede in der Photomultiplerröhre verringert werden, da der Laufzeitunterschied der Elektronen zwischen einem Ereignis in der Fenstermitte und einem am Fensterrand immerhin 0,25 ns beträgt. Der Nachteil der Reflektormethode besteht darin, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht 100 % beträgt, wie später gezeigt wird.

zu c) und d)

Zur Erzeugung eines Stoppsignals werden generell dieselben Methoden wie in (a) bei Verwendung eines dE/dx Sperrschichtzählers angewandt, da als Stoppsignal- und Energiedetektor immer ein Halbleiterdetektor benutzt wird. In dieser Arbeit wurde ein 1000 mm^2 Si-Sperrschichtzähler (Valvo) verwendet.

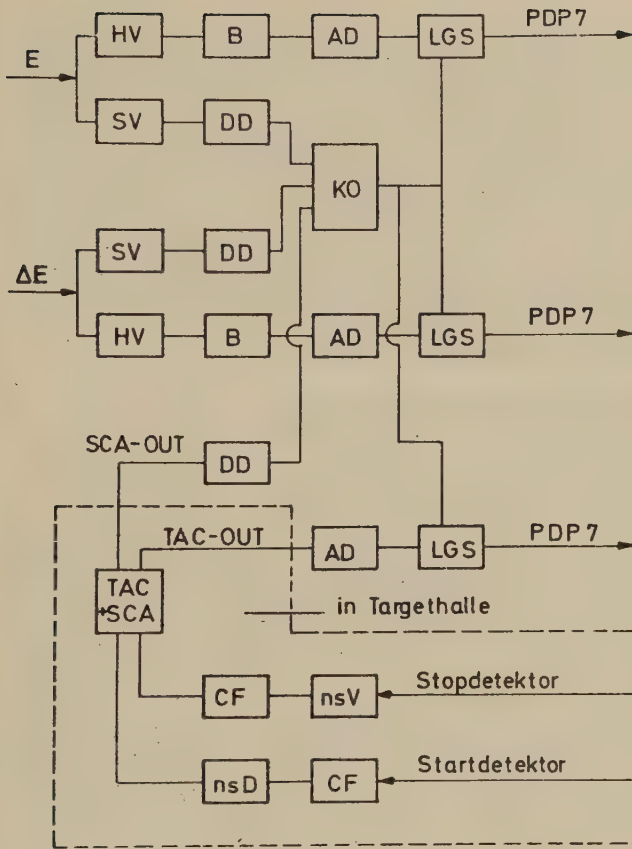
+ Nuclear Enterprises Ne 111

++ Valvo XP 1021

4) Elektronik und Analysier- und Auswerteprogramm

Der experimentelle Aufbau des Flugzeitspektrometers lieferte ein ΔE , ein E und ein Flugzeitsignal T. Da in dem untersuchten Energie- und Massenbereich (Masse 12 - 14) nur Kohlenstoffteilchen und keine Sörreaktionen auftraten, konnte man sich auf eine zweidimensionale T - E - Analyse beschränken. Dennoch wurde die Elektronik - wie aus Abb. 5 ersichtlich - wie für eine dreidimensionale Analyse aufgebaut, da ein wahlweises Betrachten der ΔE - E und der T - E - Matrix die Identifikation (auch die Identifikation des Strahles, da man aus der Quelle versehentlich leicht Sauerstoffionen bekommen kann) erleichterte.

Zur Erzeugung des Flugzeitsignals wurde der negative Anodenimpuls des Photomultipliers - der eine Eigenbaubase nach einem Entwurf von Karlsson (Kar. 72) hatte - auf einen "Constant-Fraction-Discriminator" gegeben und dessen negatives Einheits-signal über ein "ns-Verzögerungsmodul" als Startsignal eines TAC (Time-Amplitude-Converter) verwendet. Das Signal aus dem stromempfindlichen Vorverstärker des Stopdetektors mußte noch mit einem schnellen ns-Verstärker verstärkt werden, bevor es auf einen "Constant-Fraction-Discriminator" gegeben wurde, dessen schnelles negatives Einheitssignal im Ausgang auf den Stopeingang des TAC gegeben wurde. Der verwendete ns-Verstärker war am Ausgang noch mit einer 15 μ H Induktivität gegen Erde abgeschlossen, um den Gleichspannungspegel des gleichspannungsgekoppelten ns-Verstärkers herauszusieben, da ein "Constant-Fraction-Discriminator" empfindlich auf Gleichspannungspegel der Signale reagiert. "Constant-Fraction-Discriminatoren" haben die Aufgabe, durch trickreiche Erzeugung eines Null-durchgangs ein schnelles logisches Einheitssignal unabhängig von der Amplitude der Eingangssignale - also über einen weiten Energiebereich - zu erzeugen. Damit ist der sogenannte "Walk" eliminiert, was bei diesem Experiment nicht unbedingt erforderlich ist, da in der T - E - Matrixdarstellung nur jeweils Teilchen gleicher Energie verglichen werden. Die Verwendung von "Constant-Fraction-Discriminatoren" empfiehlt sich



HV = Hauptverstärker
 SV = Schwellenverstärker
 B = Biased Amplifier
 DD = Digitale Verzögerung
 AD = Analoge Verzögerung
 KO = Koinzidenz

LGS = Linear Gate and Stretcher
 TAC = Time Amplitude Converter
 CF = Constant Fraction Discr.
 nsV = ns - Verstärker
 nsD = ns - Verzögerung
 SCA = Single Channel Analyzer

Abb. 5: Blockschaltbild der Elektronik

dennoch, da sie die "saubersten" Zeitmarken liefern und damit die beste Zeitauflösung, und da man ferner auf ihre vorhin geschil-
derte Eigenschaft angewiesen ist, wenn man eine ET^2 - Multipli-
kation vornimmt bei einer $m(\sim ET^2)$ -E-Darstellung, welche die Er-
fassung der Daten im Computer bei einem Analysierprogramm er-
leichtert. Der von dem Starteingang des TAC verwendete "ns-Ver-
zögerungsmodul" hat die Aufgabe, unterschiedliche Signallauf-
zeiten in den Detektoren und in der nachfolgenden Elektronik
zwischen Start- und Stopzweig zu kompensieren. So ist z.B. die
Laufzeit der Elektronen im Photomultiplier mit ca. 30 ns erheb-
lich länger als im Halbleiterstopdetektor.

Mit dem On-Line-Analysierprogramm ZWA (Fal 72) wurden an der
PDP 7 des Erlanger Tandemlabors die Ereignisse in eine 16 k -
Matrix eingezählt und auf Band abgespeichert. Dabei war stets
eine Kontrolle über den Ablauf des Experiments mit Hilfe der
Bildschirmdarstellung der 16 k-Matrix gegeben. Die abgespeicher-
ten Daten konnten am Off-Line-Computer PDP 15 eingelesen werden
und mit dem komfortablen Auswerteprogramm Z15 (Tra 74) bearbeitet
werden. Dieses Programm gestattete es z.B., mit dem Lichtgriffel
eine geschlossene Kurve um einen "Peak" zu legen und den Inhalt
der Kurve zu integrieren. In schwierigen Fällen, wenn z.B. die
untersuchte Reaktion etwa die gleiche Energie wie die elastische
Streuung von ^{13}C an Gold (für die Normierung), aber eine erheb-
lich kleinere Zählrate hatte, wurden die Daten - oder zumindest
ein interessanter Auszug daraus - als Zahlenmatrix ausgedruckt
und von Hand integriert.

5) Normierung

Die Normierung wurde mit Hilfe der elastischen Streuung von ^{13}C an der Goldverunreinigung des Targets vorgenommen. Aus einer Targetanalyse mit dem ^{13}C -Strahl bei $E_{\text{Lab}} = 10.5 \text{ MeV}$ (Rutherfordstreuung für ^{13}C an ^{13}C und ^{13}C an Gold) konnte das Verhältnis der Anzahl der Targetatome $A_{^{13}\text{C}} / A_{\text{Au}}$ bestimmt werden. Damit kann man den Wirkungsquerschnitt wie folgt ausdrücken:

$$(I) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{CM}}} (E, \theta) = \frac{dN_R \cdot \sigma_{\text{Lab, Au}} (E, \vartheta)}{dN_{\text{Au}} \cdot J(E_T(E, \vartheta))} \cdot R \cdot \frac{dN_{\text{Au}}^* \cdot \sigma_{\text{Lab, C}} (E^*, \vartheta^*)}{dN_{\text{C}}^* \cdot \sigma_{\text{Lab, Au}}^* (E^*, \vartheta^*)}$$

mit:

E = Laboreinschußenergie

ϑ = Labormesswinkel

θ = zu ϑ gehörender CM-Messwinkel

E^* = Laboreinschußenergie bei der Targetanalyse (hier 10.5 MeV)

ϑ^* = Labormesswinkel bei der Targetanalyse (hier 10.5 MeV)

dN_R = Zählrate der gemessenen Reaktion bei E und ϑ

dN_{Au} = Zählrate der elastischen Streuung von ^{13}C an Gold bei E und ϑ

$dN_{^{13}\text{C}}^*$ = Zählrate der elastischen Streuung von ^{13}C an ^{13}C bei E^* und ϑ^*

dN_{Au}^* = Zählrate der elastischen Streuung von ^{13}C an Gold bei E^* und ϑ^*

$\sigma_{\text{Lab, Au}} (E, \vartheta)$ = differentieller Wirkungsquerschnitt von ^{13}C an Gold bei E und ϑ

$\sigma_{\text{Lab, } ^{13}\text{C}}^* (E^*, \vartheta^*)$ = differentieller Mott-Wirkungsquerschnitt von ^{13}C an ^{13}C bei E^* und ϑ^*

$\sigma_{\text{Lab, Au}}^* (E^*, \vartheta^*)$ = differentieller Rutherford-Wirkungsquerschnitt von ^{13}C an Gold bei E^* und ϑ^*

R = Ratio = $\frac{dN_R}{dN_{\text{Au}}}$ der Reaktion

$J(E_T(E, \vartheta))$ = Effizienz bei der Energie E_T der spektroskopierten ^{13}C -Teilchen

Zur Herleitung von (I) geht man von folgenden vier Grundgleichungen aus, wobei die Targetvermessung (Größen mit *) bei einer Energie E^* durchgeführt werden, die unter der Energie der Coulombwalle der elastischen Streuung von ^{13}C an ^{13}C und ^{13}C an Gold liegt.

$$i) \frac{d\sigma}{d\Omega}_{CH}(E, \theta) = \frac{dN_R}{I \cdot A_{Au} \cdot d\Omega_{Lab}} \cdot R$$

$$ii) \sigma_{Lab, Au}(E, \vartheta) = \frac{dN_{Au}}{I \cdot A_{Au} \cdot d\Omega_{Lab}}$$

$$iii) \sigma_{Lab, t}^*(E^*, \vartheta^*) = \frac{dN_t^*}{I^* \cdot A_{^{13}\text{C}} \cdot d\Omega_{Lab}}$$

$$iv) \sigma_{Lab, Au}^*(E^*, \vartheta^*) = \frac{dN_{Au}^*}{I^* \cdot A_{Au} \cdot d\Omega_{Lab}}$$

mit:

I = Teilchenstrom bei der Messung mit E und ϑ

I^* = Teilchenstrom bei der Messung mit E^* und ϑ^*

$A_{^{13}\text{C}}$ = Zahl der ^{13}C -Targetatome/cm²

A_{Au} = Zahl der Goldatome/cm²

aus iii, und iv, erhält man:

$$A_{^{13}\text{C}} = \frac{dN_t^* \cdot \sigma_{Lab, Au}^*(E^*, \vartheta^*) \cdot A_{Au}}{\sigma_{Lab, t}^*(E^*, \vartheta^*) \cdot dN_{Au}^*}$$

Wenn man diesen Ausdruck und

$$I = \frac{dN_{Au}}{\sigma_{Lab, Au}(E, \vartheta) \cdot A_{Au} \cdot d\Omega_{Lab}}$$

aus ii in i einsetzt, erhält man (I) ohne Berücksichtigung der Effizienz. Diese Effizienz kommt daher, daß es bei der Flugzeitspektroskopie mit einer Szintillationsfolie und Photomultiplieröhre zur Gewinnung des Startsignals eine Ansprechwahrscheinlichkeit gibt, die von der Energie pro Nukleon abhängt (Bra 74).

Deshalb wurde in dem Energiebereich von 10.5 - 28.0 MeV eine Effizienzkurve gemessen, bei der ^{13}C an einem Goldtarget gestreut wurde (siehe Abb. 6).

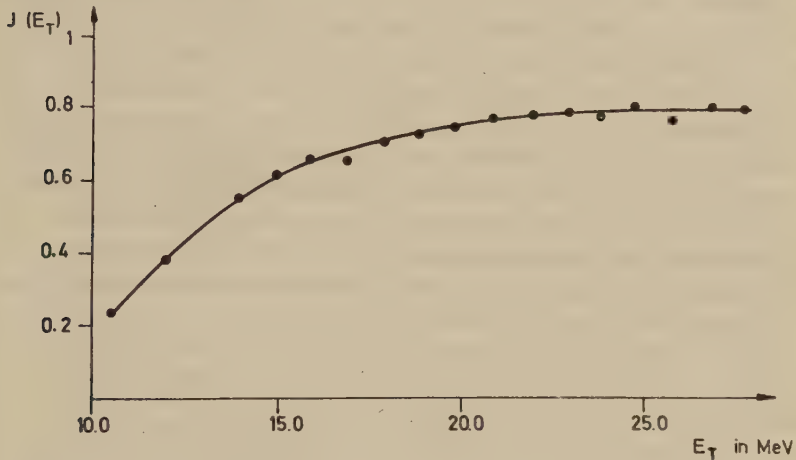


Abb. 6: Effizienzkurve - Ansprechwahrscheinlichkeit des Flugzeitspektrometers für ^{13}C -Teilchen

Dabei ergibt der Quotient der elastischen Streuzählraten

N_{el} in Koinzidenz mit Flugzeitsignal die Effizienz.

N_{el} ohne Koinzidenz mit Flugzeitsignal

In Abb. 6 wurde $J(E)$ in Abhängigkeit von der Einschußenergie E aufgetragen, die bei $\vartheta = 28^\circ$ praktisch gleich E_T ist, da die Streuung an Gold erfolgt. Für den Fall, daß die Targetvermessung mit der Flugzeitspektroskopie und nicht mit einer ΔE -E-Analyse oder eindimensionalen E-Analyse (wenn man Störreaktionen vernachlässigen kann) durchgeführt wird, muß man (I) noch mit dem

$$\text{Quotienten} \quad \frac{J(E_{^{13}\text{C}, ^{13}\text{C}}(E^*, \vartheta^*))}{J(E_{^{13}\text{C}, \text{Au}}(E^*, \vartheta^*))}$$

erweitern, da aus kinematischen Gründen das an ^{13}C gestreute ^{13}C eine niedrigere Energie hat als ^{13}C an Gold.

II) Die Messung von ^{16}O (^{10}B , ^{11}B) ^{15}O und ^{16}O (^{10}B , ^9Be) ^{17}F

1) Gaszelle

Wie bereits erwähnt, wurden die Reaktionen ^{16}O (^{10}B , ^{11}B) ^{15}O und ^{16}O (^{10}B , ^9Be) ^{17}F am Schwerionenzyklotron der Texas A+M Universität in College Station, Texas, gemessen. Ein ^{10}B -Strahl der Energie 99.0 MeV, der nach Durchlaufen des Analysiermagneten eine Energieschärfe von ca. 100 keV und eine Intensität von ca. 400 nA hatte, wurde auf eine mit etwa 180 Torr reinem ^{16}O gefüllte Gaszelle (siehe Abb. 7) gerichtet. Die Gaszelle war darauf optimiert, die mögliche Weglängendifferenz - und damit die mögliche Energieverlustdifferenz - der spektroskopierten Teilchen im Gas möglichst gering zu halten um eine brauchbare Energieauflösung zu erhalten. Die Gaszufuhr für die Zelle erfolgt durch einen speziellen hohlen Targetstab, auf dem die Gaszelle montiert ist. Diese Art der Gaszufuhr hat den Vorteil des geringsten toten Volumens - was für den Einsatz teurer, seltener Gasisotope wichtig ist - und verhindert das "Zerren" eines lose angeschlossenen Gaszufuhrschlauches an der justierten Gaszelle.

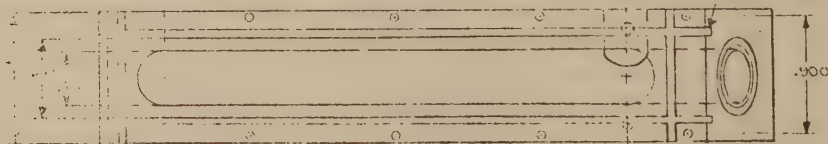


Abb. 7: Seitenansicht der verwendeten Gaszelle.

Die Gesamtansicht ist im Anhang zu finden.

Das Eintrittsfenster der Gaszelle bestand aus 1.13 mg/cm^2 Nickel⁺ das Strahlaustrittsfenster aus einer dünnen Havarfolie und das Austrittsfenster für die zu spektroskopierenden Teilchen aus ca. $560 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$ Mylarfolie. Durch den Energieverlust des Strahles im Eintrittsfenster und in der Gasstrecke bis zum Reaktionsort, reduzierte sich die Reaktionsenergie auf ca. 97.35 MeV.

⁺ Chromium Corporation

Auf der Oberseite der Gaszelle war eine kleine Targetleiter angebracht, die mit einem Zinksulfid-Target bestückt war, das mit dem elektromotorisch betriebenen, vom Meßraum aus steuerbaren Targetstab in die Strahlposition gebracht werden konnte. Damit war man in der Lage, mit Hilfe einer Fernsehkamera den Strahl optimal auf das Target zu fokussieren, um dann an dessen Stelle die Gaszelle zu schieben. Die Messungen wurden in einer 30" Ortec-Kammer durchgeführt, bei der die Winkeleinstellung von Kammerdeckel und Boden und - wie bereits erwähnt - die Targetstabhöhe vom Meßraum aus fernsteuerbar waren. Diese Fernsteuerung war notwendig, da der Experimentierraum wegen der hohen Strahlung nur nach Abwicklung von sehr zeitraubenden Sicherheitsvorkehrungen betreten werden konnte.

2) Teleskop und Meßelektronik

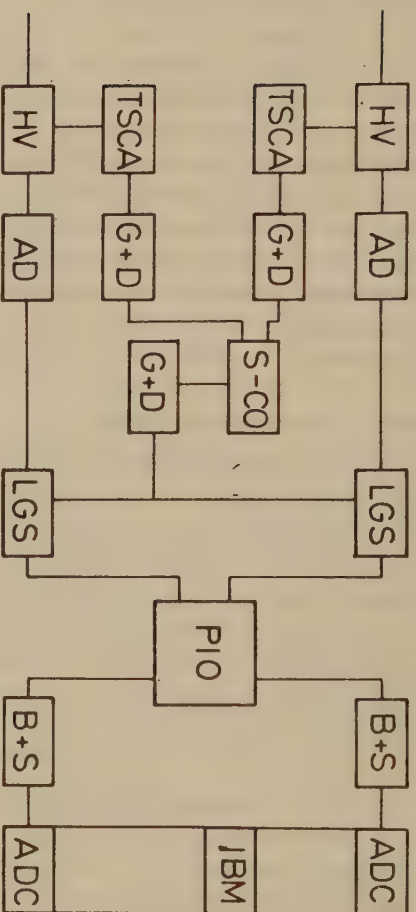
Zur Messung wurde ein Teleskop, bestehend aus einem 100 μ dicken dE/dx Silicium-Sperrschichtzähler und einem 900 μ dicken Sperrschichtzähler verwendet. Die Signale beider Detektoren wurden für die Verwendung eines "Particle - Identifiers"⁺ in der Elektronik (siehe Abb. 8) aufbereitet, wozu vorher beide Zweige mit Hilfe eines ^{241}Am Alpha-Präparates und eines Testpulses in Verbindung mit "4-Dekadenabschwächern" energie- und verstärkungsgerecht wurden. Der verwendete "Particle Identifier" bog die dE/dx-E-Kurve nach folgender Funktion zu einer Geraden:

Signalhöhe des Identifizierer-Ausgangs $f(m, Z)$:

$$f(m, Z) \sim \Delta E(E + k \cdot \Delta E + E_0)$$

wobei k (typischer Wert 0.6) und E_0 (typischer Wert 0.3) mit Hilfe einer zweidimensionalen Darstellung auf dem Bildschirm einer "On-Line"-PDP15 eingestellt wurden. Nach erfolgter Einstellung wurden die Signale E_{gesamt} und P.I.-Ausgang auf eine "On-Line" IBM 3096 gegeben. Das verwendete Analysierprogramm gestattete es, Fenster für die verschiedenen Teilchensorten (siehe Abb. 9), zu setzen, sodaß man eindimensionale Teilchen-Energiespektren erhielt (siehe Abb. 10)

+ Brookhaven Nat. Lab.



HV = Hauptverstärker

TSCA = Timing Single Channel

Analyzer

AD = Analog Delay

G+D = Gate and Delay Generator

S-CO = Slow Coincidence

LGS = Linear Gate and Stretcher

P10 = Particle - Identifier

B+S = Biased Amplifier + Stretcher

ADC = Analog-Digital-Converter

Abb. 8 : Blockschaibild der Elektronik

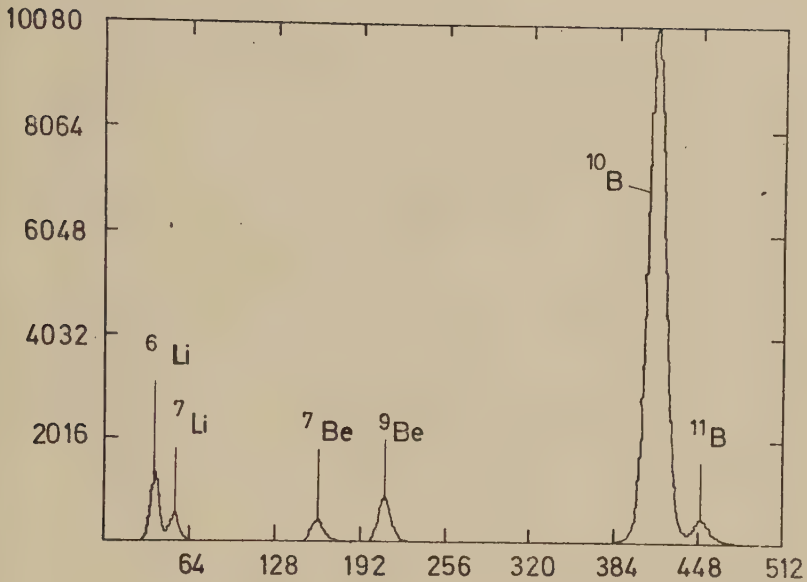


Abb. 9: PIO-Spektrum: Auf der Abszisse sind die Massen (gruppiert nach Z) und auf der Ordinate die Zählraten aufgetragen.

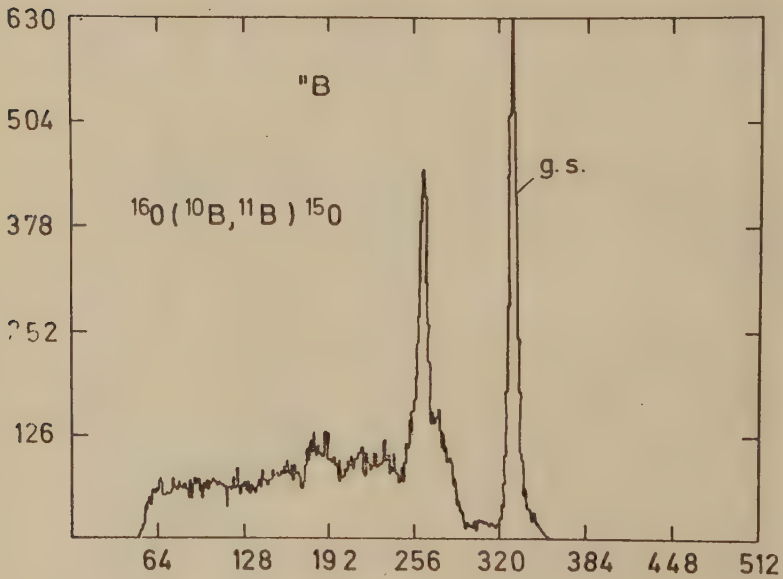
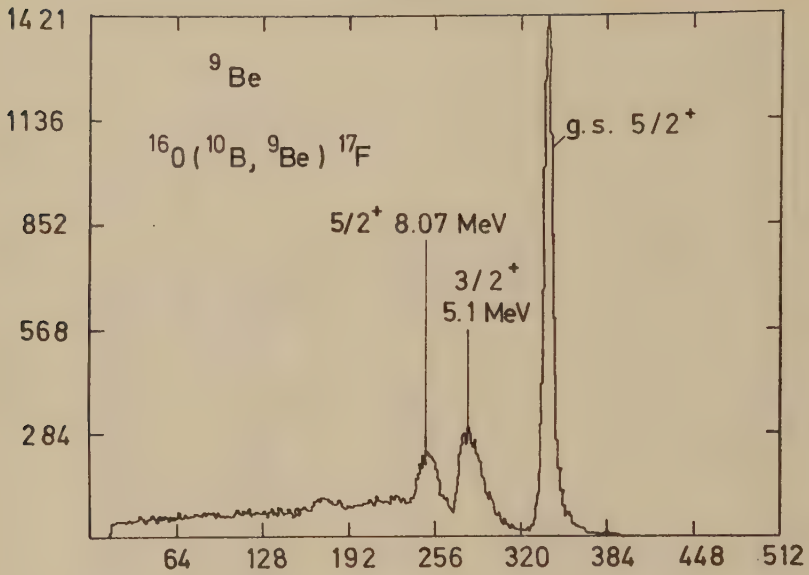


Abb. 10: ^9Be und ^{11}B -Spektren. Auf der Abszisse sind die Kanalzahlen ($\hat{=}$ Energie) und auf der Ordinate die Zählraten aufgetragen.

3) Normierung

Die relative Normierung konnte mit zwei verschiedenen Methoden durchgeführt werden, die konsistent waren. Zum einen wurde die gängige Normierung über den integrierten Strom in einem Faraday-Cup durchgeführt, zum anderen wurde die elastische Streuung des aus der Gaszelle austretenden Strahls an der Havarfolie des Austrittsfensters bei konstanter Energie und festem Winkel gemessen.

Die absolute Normierung für diese Gaszelle wurde berechnet, wobei vereinfachend davon ausgegangen wurde, daß der Strahl zylindrisch verläuft (also nicht aufweitet), und als geometrische Targetdicke wurde die Dicke im Zentrum des Strahls genommen.

Unter Einhaltung der Randbedingung: $l_2 \geq (l_1 - a) \frac{d_2}{d_1} + a$

ergab sich:⁺
$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{lab} = \frac{N \cdot \sin \theta \cdot 22400}{k \cdot p \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot I \cdot \frac{W_1 \cdot W_2 \cdot l_1}{(d_1 - d_2) \cdot d_1}} \quad [cm^2]$$

Die verwendeten Längeneinheiten sind alle in cm anzugeben und sind aus Abb. 11 zu ersehen:

N = Zählrate bei der Messung

I = Integrierter Teilchen-Strom des Strahles bei der Messung

k = Zahl der Atome, aus denen ein Gasmolekül besteht

p = Gasdruck in Torr

W_1 = Schlitzbreite von Blende 1

W_2 = Schlitzbreite von Blende 2

l_1 = Schlitzhöhe von Blende 1

l_2 = Schlitzhöhe von Blende 2

d_1 = Entfernung der Blende 1 vom Targetmittelpunkt

d_2 = Entfernung der Blende 2 vom Targetmittelpunkt

a = Durchmesser des Strahles im Targetmittelpunkt

θ = Labormesswinkel

⁺ Dieser Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt ist identisch mit dem von Silverstein (Sil 59) entwickelten Ausdruck, wenn man an diesem nachträglich die gleichen Vereinfachungen vornimmt.

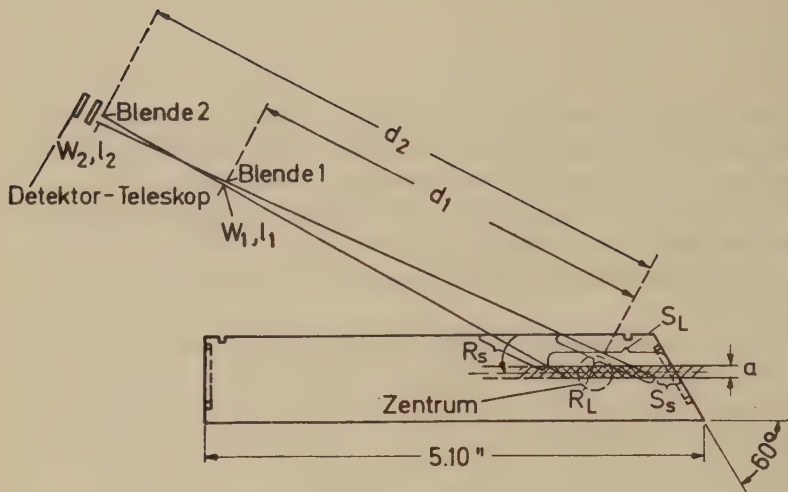


Abb. 11: Schematischer Aufbau der Meßanordnung:

d_1 und d_2 sind stark verkürzt dargestellt.

Zur Abschätzung der durch die Geometrie der Gaszelle bedingten Energieverschmierung durch verschiedene Weglängen der zu spektroskopierenden Teilchen seien hier noch ein paar nützliche Größen angegeben:

D = Breite des durch die Blenden 1 und 2 bestimmten Bündels
im Targetmittelpunkt = $\frac{W_1 + W_2}{d_1 - d_2} \cdot \left[d_1 - (d_1 - d_2) \cdot \frac{W_1}{W_1 + W_2} \right]$

T = geometrische Targetdicke $-\frac{D}{\sin \theta}$

R_s = Kürzester möglicher Weg eines Teilchens nach einer
Reaktion in der Gasstrecke zum Detektor = $\frac{10.2 - a/2}{\sin \theta}$

R_l = Längster möglicher Weg eines Teilchens nach einer
Reaktion in der Gasstrecke zum Detektor = $\frac{10.2 + a/2}{\sin \theta}$

S_s = Kürzester möglicher Weg des Strahles zum Reaktionsort:
= $21 + \frac{a}{4} - \frac{a}{2 \tan \theta} - \frac{D}{2 \sin \theta}$

S_l = Längster möglicher Weg des Strahles zum Reaktionsort:
= $21 - \frac{a}{4} + \frac{a}{2 \tan \theta} + \frac{D}{2 \sin \theta}$

Alle Dimensionen sind in mm anzugeben. Die Konstanten 21 mm und 10.2 mm ergeben sich speziell aus den Abmessungen der hier verwendeten Gaszelle.

Für die Dicken der Gasstrecken ergibt sich:

$$b_x = \frac{M \cdot X \cdot p}{22400 \cdot 760} \cdot 10^6 \quad [\mu\text{g}/\text{cm}^2]$$

wobei M = Molekulargewicht in Gramm

X = S_s, S_1, R_s, R_1 in cm

Während der Messung war es nötig, im Abstand von 3 - 4 Stunden ^{16}O -Gas nachzufüllen, da eine Verlustrate von ca. 2 Torr/Std. auftrat.

B) Theoretische Beschreibung der Experimente

Die Reaktionen ^{16}O (^{10}B , ^{11}B) ^{15}O und ^{16}O (^{10}B , ^9Be) ^{17}F sind wegen des starken Anstiegs der Winkelverteilung unter den Vorwärtswinkeln unmittelbar als Transferreaktionen (also als direkte Reaktionen) zu erkennen. Bei den Reaktionen ^{13}C (^{13}C , ^{12}C) ^{14}C und ^{13}C (^{13}C , ^{14}C) ^{12}C dagegen kann man nur vermuten, daß es sich um direkte Reaktionen handelt und deshalb sollen sie wie die beiden erstgenannten Reaktionen einer theoretischen Behandlung im Rahmen der direkten Reaktionen unterzogen werden, wobei das Ergebnis zeigen soll, ob die Annahme gerechtfertigt war.

Direkte Reaktionen sind dadurch charakterisiert, daß bei der Reaktion der Übergang vom Anfangs- in den Endzustand in sehr kurzer Zeit (ca. 10^{-21}s - 10^{-22}s) und mit einem Minimum an Umordnungsprozessen in den beteiligten Kernen erfolgt. Dies bedeutet auch, daß bei dem Übergang nur wenige der Freiheitsgrade des Streusystems beteiligt sind.

1) DWBA-Formalismus

Eine theoretische Behandlung direkter Reaktionen ist möglich durch die "Distorted-Wave-Born-Approximation" - kurz DWBA genannt- die im Folgenden in ihren Grundzügen abgehandelt wird.

Aus der formalen Streutheorie ergibt sich für den Übergang aus dem Eingangskanal α in den Ausgangskanal β für das Übergangsmatrixelement (Aus 69):

$$(I) \quad T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{\beta}^{(+)} \gamma_{\beta} | (V_{\beta} - U_{\beta}) | \Psi^{(+)} \rangle + \\ + \langle e^{i k_{\alpha} \cdot r_{\beta}} \gamma_{\beta} | U_{\beta} | \gamma_{\alpha} \chi_{\alpha}^{(+)} \rangle \delta_{\alpha\beta}$$

Zur Herleitung von Gl. (I) wird davon ausgegangen, daß eine ebene Welle auf das Streuzentrum einläuft und von dort aus Kugelwellen weggehen. Die Streuung wird als stationäres Problem behandelt, für das die zeitunabhängige Schrödingergleichung angewendet werden kann.

In Gleichung (I) stellt $\Psi^{(+)}$ eine vollständige Lösung der Schrödingergleichung dar und setzt sich asymptotisch - wie bereits erwähnt - aus einer einlaufenden ebenen Welle und aus auslaufenden Kugelwellen

zusammen. Die Wellenfunktion im Ausgangskanal β setzt sich zusammen aus der Relativwellenfunktion χ_β und dem Produkt der Kernwellenfunktionen von Kern b und B nämlich: $\gamma_\beta = \gamma_b \cdot \gamma_B$

V_β ist die Summe der Wechselwirkungen zwischen den Nukleonen des Kerns b mit denen von B. U_β ist das "Distortion"-Potential - bestehend aus der Coulombwechselwirkung zwischen den Kernen b und B und einer Art gemittelten Kernwechselwirkung zwischen den beiden Kernen. U_β ist als "optisches" Potential für die Verzerrung der Streuwellen im Ausgangskanal verantwortlich. Der zweite Term von Gl.(I) fällt in allen Fällen außer der elastischen Streuung weg. Gleichung (I) ist exakt, aber die Schwierigkeit besteht darin, $\Psi^{(+)}$ möglichst gut zu approximieren.

Nun kann man Ψ in $\Psi = \Psi_{\text{open}} + \Psi_{\text{closed}}$

aufspalten, wobei Ψ_{closed} jenen Teil des gesamten Konfigurationsraums betrifft, der aufgrund der gegebenen Bedingungen nicht in Form von "Fluß" in Erscheinung tritt. Ψ_{open} kann man nun darstellen als

$$\Psi_{\text{open}} = \sum_{\gamma} \gamma_{1\gamma} \cdot \gamma_{2\gamma} \cdot \xi_{\gamma}(\underline{r}_{1\gamma} - \underline{r}_{2\gamma}) +$$

+ Beiträge von 3-Teilchen-Kanälen + ...

Die Näherung für $\Psi^{(+)}$ besteht nun darin, daß man nur den ersten Term von Ψ_{open} berücksichtigt. Es gilt also:

$$\Psi^{(+)} \approx \Psi_{\text{Modell}} = \sum_{\gamma} \gamma_{1\gamma} \cdot \gamma_{2\gamma} \cdot \xi_{\gamma}(\underline{r}_{1\gamma} - \underline{r}_{2\gamma})$$

Diese Ungenauigkeit versucht man durch ein komplexes Potential zu kompensieren. $\gamma_{1\gamma}$ und $\gamma_{2\gamma}$ sind dabei Kernwellenfunktionen von Kernpaaren, die einen möglichen Eingangskanal zu den vorgegebenen Ausgangskanal bilden, ξ_{γ} sind Relativwellenfunktionen, die vom Abstand $\underline{r}_1 - \underline{r}_2$ der beteiligten Kerne des Kanals γ abhängen. Setzt man Ψ_{Modell} für $\Psi^{(+)}$ in Gl. (I) ein, so erhält man in der "Post"-Formulierung:

$$(II) \quad T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} \cdot \gamma_b \cdot \gamma_B | (V_{\beta} - U_{\beta}) | \sum_{\gamma} \gamma_{1\gamma} \cdot \gamma_{2\gamma} \cdot \xi_{\gamma}(\underline{r}_{1\gamma} - \underline{r}_{2\gamma}) \rangle$$

Dieser Ausdruck läßt sich aufgliedern in zwei Terme, indem man die Kanäle γ in $\alpha = (A, a)$ und in die restlichen Kanäle $\gamma \neq \alpha$ aufteilt. Damit ergibt sich:

$$(II') \quad T_{\alpha\beta} = \langle \chi_{\beta}^{(+)} \cdot \gamma_b \cdot \gamma_B | (V_{\beta} - U_{\beta}) | \gamma_a \cdot \gamma_A \cdot \xi_{\alpha} \rangle + \\ + \langle \chi_{\beta}^{(+)} \cdot \gamma_b \cdot \gamma_B | (V_{\beta} - U_{\beta}) | \sum_{\gamma \neq \alpha} \gamma_{1\gamma} \cdot \gamma_{2\gamma} \cdot \xi_{\gamma} (r_{1\gamma} - r_{2\gamma}) \rangle$$

Nun werden folgende Näherungen durchgeführt:

- i) $\xi_{\alpha}^{(+)}$ wird ersetzt durch $\chi_{\alpha}^{(+)}$ d.h. die echte Relativwellenfunktion $\xi_{\alpha}^{(+)}$ wird mit einer Streuwellenfunktion $\chi_{\alpha}^{(+)}$ gleichgesetzt die man mit Hilfe einer optischen Modellrechnung aus der elastischen Streuung in Kanal α gewinnt. Bei dieser Näherung ist kritisch, daß die Berechnung von $\chi_{\alpha}^{(+)}$ mit dem optischen Modell zwar asymptotisch richtig ist, aber in Kernnähe verwendet wird.
- ii) Der zweite Term in (II') wird weggelassen.

Dazu kann man folgende **Abschätzung machen**:

Der Beitrag des zweiten Terms hängt stark von U_{β} ab und daher kann man diesen Beitrag minimieren. Den Hauptanteil des zweiten Terms $\Delta_{\max}$ in (II') erhält man, wenn gilt $\gamma = \beta$:

$$\text{also } \Delta_{\max} = \langle \gamma_b \cdot \gamma_B \cdot \chi_{\beta}^{(+)*} | (V_{\beta} - U_{\beta}) | \gamma_b \cdot \gamma_B \cdot \xi_{\beta} \rangle$$

Da U_{β} als eine Art "optisches Potential" nicht auf die Kernwellenfunktion wirkt, gilt:

$$\Delta_{\max} = \int d^3 r_{\beta} \chi_{\beta}^{(+)*} \{ \langle \gamma_b \cdot \gamma_B | V_{\beta} | \gamma_b \cdot \gamma_B \rangle - U_{\beta} \} \xi_{\beta}$$

Für die Minimierung des zweiten Terms in (II') haben wir also die Bedingung

$$U_{\beta} = \langle \gamma_b \cdot \gamma_B | V_{\beta} | \gamma_b \cdot \gamma_B \rangle$$

Diese Bedingung wird vom optischen Potential, welches die elastische Streuung des Kanals β (bzw. beim 1-Nukleonentransfer auch des Kanals α) fittet, annähernd erfüllt.

Die endgültige Form des Übergangsmatrixelements $T_{\alpha\beta}$ lautet nun in integraler Schreibweise:

$$(III) \quad T_{\alpha\beta} = \int d^3r_\alpha \int d^3r_\beta \chi_\beta^{(*)}(\underline{k}_\beta, \underline{r}_\beta) \cdot \langle B, b | V | A, a \rangle \cdot \chi_\alpha^{(*)}(\underline{k}_\alpha, \underline{r}_\alpha)$$

Dabei wird $\langle B, b | V | A, a \rangle$ als Formfaktor bezeichnet und V ist die Abkürzung für $(V_\beta - U_\beta)$. Bei einer numerischen Berechnung des Übergangsmatrixelements $T_{\alpha\beta}$ muß man natürlich für r_α und r_β ein konkretes Koordinatensystem benutzen, d.h. man muß sich ein Vektorpaar aus Abb.12 auswählen, denn von den in Abb. 12 verwendeten Vektoren spannen je zwei den gesamten Raum auf und alle anderen Vektoren lassen sich durch sie ausdrücken, wie aus den zu Abb.12 angegebenen Beispielen zu ersehen ist.

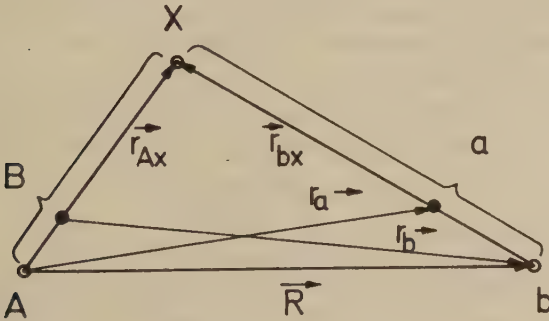


Abb.12:

In Abb.12 gilt: $A+x = B$ und $b+x = a$
wobei A,a,b,B die Teilchen der Reaktion $A(a,b)B$ sind und x das transferierte Teilchen.

$$\underline{r}_{bx} = \underline{R} - \underline{r}_{Ax}$$

$$\underline{r}_a = \underline{R} - \frac{x}{a} \underline{r}_{bx}$$

$$\underline{r}_a = \frac{b}{a} \underline{R} + \frac{x}{a} \underline{r}_{Ax}$$

$$\underline{r}_b = \frac{A}{B} \underline{R} + \frac{x}{B} \underline{r}_{bx}$$

$$\underline{r}_b = \underline{R} - \frac{x}{B} \underline{r}_{Ax}$$

II) Vereinfachungen des DWBA-Formalismus

Welches Koordinatensystem man auch immer bei Gl. (III) benützt, man hat immer ein 6-fach-Integral vorliegen, sodaß das Übergangsmatrixelement $T_{\alpha\beta}$ in dieser Form nur von sehr leistungsfähigen Computern - wie sie erst in letzter Zeit zur Verfügung stehen - berechnet werden kann. Daher wurden bisher meist Näherungen durchgeführt, die darauf hinführten, das Integral zu faktorisieren und in eine 3-fach-Integration zu überführen, wobei meist folgender vereinfachter Ausdruck verwendet wurde, den Buttle und Goldfarb unter Vernachlässigung des "Recoils" entwickelten (DeV 73):

$$(IV) \quad T_{\alpha\beta} \sim \int d\underline{R} \chi_{\alpha}^{(+)}(\underline{R}) \chi_{\beta}^{(-)*}\left(\frac{A}{B}\underline{R}\right) \int d\underline{r}_{Ax} \varphi_{\beta}(\underline{r}_{Ax}) \cdot V(\underline{R} - \underline{r}_{Ax}) \varphi_{\alpha}(\underline{R} - \underline{r}_{Ax})$$

Wegen $\underline{r}_a = \underline{R} - \frac{x}{a} \underline{r}_{bx}$ und Vernachlässigung des 2. Terms (Recoilterm) geht Gl. (IV) über in

$$(V) \quad T_{\alpha\beta} \sim \int d\underline{r}_a \chi_{\alpha}^{(+)}(\underline{r}_a) \chi_{\beta}^{(-)*}\left(\frac{A}{B}\underline{r}_a\right) \int d\underline{r}_{Ax} \varphi_{\beta}(\underline{r}_{Ax}) \cdot V(\underline{R} - \underline{r}_{Ax}) \varphi_{\alpha}(\underline{R} - \underline{r}_{Ax})$$

Die Größen A, B, x, a sind die Massen in amu der in Abb. 12 definierten Teilchen.

Wenn man nun berücksichtigt, daß im "Non-Recoil"-Formalismus eine Integration von φ_{β} über $\underline{r}_a$ gleichbedeutend ist mit einer Integration über $\underline{r}_{Ax}$ und wenn man die sogenannte "Zero-Range"-Approximation ($Z - R$) einführt, welche lautet:

$$V(\underline{R} - \underline{r}_{Ax}) \varphi_{\alpha}(\underline{R} - \underline{r}_{Ax}) = D_0 \delta(\underline{R} - \underline{r}_{Ax})$$

dann vereinfacht sich (V) zu:

$$(VI) \quad T_{\alpha\beta}^{\text{Nonrecoil-Z-R}} \sim D_0 \int d\underline{r}_a \chi_{\alpha}^{(+)}(\underline{r}_a) \chi_{\beta}^{(-)*}\left(\frac{A}{B}\underline{r}_a\right) \varphi_{\beta}(\underline{r}_a)$$

Da die Näherungen durch Weglassen des Recoilterms koordinaten-systemabhängig sind, kann Gl. (VI) bei Verwendung anderer Basisvektoren in Gl. (IV) und den darauf folgenden Nonrecoil-Näherungen geringfügig anders aussehen.

Wir haben nun für die Übergangswahrscheinlichkeit in Gl. (VI) nur noch ein 3-fach-Integral vorliegen, womit der Rechenaufwand gegenüber einer "Recoil-Finite-Range" DWBA-Rechnung ungeheuer reduziert ist. Dies bringt jedoch auch eine prinzipielle Schwäche des "Nonrecoil"-Formalismus mit sich, wie DeVries zeigt (DeV 73):

Während es beim Recoil-Formalismus keine Einschränkung des Bahndrehimpulstransfers Δl durch Paritätsauswahlregeln gibt, solange der Bahndrehimpuls des transferierten Teilchens x bezüglich A und b ungleich Null ist, kann es im "Nonrecoil"-Formalismus zu einer Reduzierung der möglichen Δl -Werte durch Paritätsauswahlregeln kommen. Die Folge davon kann z.B. sein, daß bei einer "Nonrecoil"-DWBA-Rechnung nur ungerade l -Werte zugelassen sind, welche zu Strukturen im Wirkungsquerschnitt der Winkelverteilung führen, die im Recoil-Formalismus durch zugelassene gerade Δl -Werte - je nach Stärke des Beitrages - gedämpft oder gar glatt ausgeschmiert werden können.

Da nun die im Experiment gemessene Größe nicht $T_{\alpha\beta}$ sondern der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist, muß noch der Zusammenhang zwischen den beiden Größen angegeben werden.

Es gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\alpha\beta} = \frac{\mu_{\alpha} \cdot \mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} \left| T_{\alpha\beta} \right|^2$$

Dabei ist μ_{α} (μ_{β}) die reduzierte Masse im Kanal α (β) und $\hbar k_{\alpha}$ ($\hbar k_{\beta}$) der Relativimpuls der Teilchen im Kanal α (β).

C) Diskussion der Meßergebnisse

Direkte Reaktionen lassen sich an einem starken Abfall des Wirkungsquerschnitts im Vorwärtswinkelbereich erkennen, wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt und an einer selektiven Bevölkerung von "einfachen" Zuständen. Genaue Aussagen über das eventuelle Vorliegen eines direkten Reaktionsmechanismus lassen sich aber erst machen, wenn die Meßergebnisse einer theoretischen Behandlung im Rahmen der direkten Reaktionen unterzogen wurden. Das wurde bei den Messungen zu dieser Arbeit mit Hilfe der DWBA-Programmcodes "Saturn" (Formfaktor) und "Mars" (Wirkungsquerschnitt) von T. Tamura durchgeführt.⁺ Neben der Freude, experimentelle Daten auch theoretisch gut wiedergeben zu können, lassen sich auch spektroskopische Faktoren aus dem Vergleich Experiment-Theorie gewinnen. Nun kann man einwenden, daß dies schon früher und einfacher durch Transferreaktionen mit leichten Teilchen wie (d,n), (d,p) und (³He,d) möglich war. Das ist sicher richtig, aber das Ziel, den Mehrnukleonen-Transfer zu verstehen, der nur mit Schwerionenreaktionen durchführbar ist, läßt sich nur erreichen, wenn man den Ein-Nukleon-Transfer bei Schwerionenexperimenten "im Griff" hat.

I) Das ¹⁶O-¹⁰B-System

Das Ergebnis der DWBA-Rechnungen zeigt, daß es sich bei den Hochenergiemessungen des ¹⁶O-¹⁰B-Systems wie erwartet um reine direkte Reaktionen handelt. Ein Vergleich der "Non-recoil-Exact-Finite-Range"-Rechnung - im Folgenden mit NR abgekürzt - in Abb. 13 und der "Recoil-Exact-Finite-Range"-Rechnung - im Folgenden mit EFR abgekürzt - in Abb. 14 mit dem Experiment, das durch die dicken Punkte (Statistischer Fehler $\leq$ Punktgröße) wiedergegeben ist, zeigt, daß bei der Reaktion ¹⁶O(¹⁰B, ¹¹B)¹⁵O die EFR-Rechnung stärker strukturiert ist als die NR-Rechnung und die experimentelle Kurve.

⁺ Das sehr umfangreiche Programm wurde auf einer CDC 6600 entwickelt und konnte auf der CDC 3300 des Rechenzentrums der Universität Erlangen nur in Overlay-Technik implementiert werden (Tre 75).

Man muß allerdings gegenüber dem Experiment berücksichtigen, daß der bei jedem Experiment auftretende lineare Öffnungswinkel (hier $\Delta\theta_{\text{lab}} \approx 0.8^\circ$) zu einer Glättung der Strukturen im Experiment führt.

Abb. 15 zeigt die Messung angeregter Zustände von ^{15}O ($5.18 \text{ MeV-}1/2^+$ und $5.18 \text{ MeV-}1/2^+ + 6.18 \text{ MeV-}3/2^-$) der Reaktion $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{O}^*$. Auf eine DWBA-Rechnung des $5.18 \text{ MeV-}1/2^+$ -Zustands wurde verzichtet, da im Experiment eine saubere Trennung dieses Zustands vom $6.18 \text{ MeV-}3/2^-$ -Zustand nicht möglich war, und aus der Summation kein spektroskopischer Faktor direkt extrahierbar ist.

Die relativ glatte Winkelverteilung der Reaktion $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}$ wird bereits durch die NR-Rechnung recht gut wiedergegeben (Abb. 16) und die Übereinstimmung der EFR-Rechnung (Abb. 17) mit dem Experiment ist vorzüglich. Zum Wirkungsquerschnitt bei der EFR-Rechnung tragen der $L=1$ und der $L=3$ -Transfer etwa in gleichem Maße bei.

Bei der Protonentransferreaktion im $^{16}\text{O-}^{10}\text{B}$ -System ließ sich auch der $5.1 \text{ MeV-}3/2^+$ -Zustand des ^{17}F auswerten. Da dieser Zustand bereits mit ca. 4.5 MeV ungebunden ist, wurden die DWBA-Rechnungen mit der falschen Bindungsenergie von 0.1 MeV gerechnet. Angesichts dieser Tatsache ist die Übereinstimmung der NR-Rechnung (Abb. 18) und der EFR-Rechnung (Abb. 19) als gut zu bezeichnen. Auch hier gibt die EFR-Rechnung - die hauptsächlich vom $L=3$ -Transfer geprägt ist - die experimentellen Strukturen besser wieder als die NR-Rechnung, vor allem wenn man, wie bereits bei der $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{O}$ -Reaktion erwähnt, die Glättung des Experiments durch die endliche Winkelauflösung berücksichtigt.

Die bei den DWBA-Rechnungen der obigen $^{16}\text{O-}^{10}\text{B}$ -Reaktionen verwendeten "Optisches-Modell (OM)"-Parameter wurden aus einem OM-Fit der elastischen Streuung von ^{10}B an ^{16}O (siehe Abb. 20) gewonnen und sind in Tabelle 1 aufgelistet.

II) Die $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Reaktion

Winkelverteilungen der $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Reaktion wurden bei $E_{\text{lab}} = 25.0 \text{ MeV}$, 27.0 MeV und 29.0 MeV gemessen. Bei den Rechnungen zu dieser Reaktion mußte ein Effekt berücksichtigt werden, der bei Schwerionen-Transferreaktionen auftreten kann, wenn $m_{\text{Target}} \approx m_{\text{Geschos}}$ ist.

Wenn man zum Beispiel beim Winkel θ_{CM} die Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{N})^{12}\text{C}$ mißt, also einen d-Transfer, so kann man davon einen α -Transfer der Reaktion $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ bei dem Winkel $(\pi - \theta_{\text{CM}}) - ^{14}\text{N}$ wird dann unter dem Winkel θ_{CM} spektroskopiert - nicht unterscheiden, d.h. man muß zwei Amplituden kohärent addieren, wodurch der Rückwärtsanstieg des Wirkungsquerschnitts zustande kommt.

Noch krasser ist der Fall bei der vorliegenden Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$, da (siehe Abb. 21) hier zwischen n-Transfer und n-Pickup nicht unterschieden werden kann und zusätzlich gilt: $T_{\text{Transfer}}(\theta) = T_{\text{Pickup}}(\pi - \theta)$

Beide Amplituden haben also bei Spiegelung um 90° gleiche Größe, wodurch ein beachtlicher Interferenzeffekt um 90° zu erwarten ist.

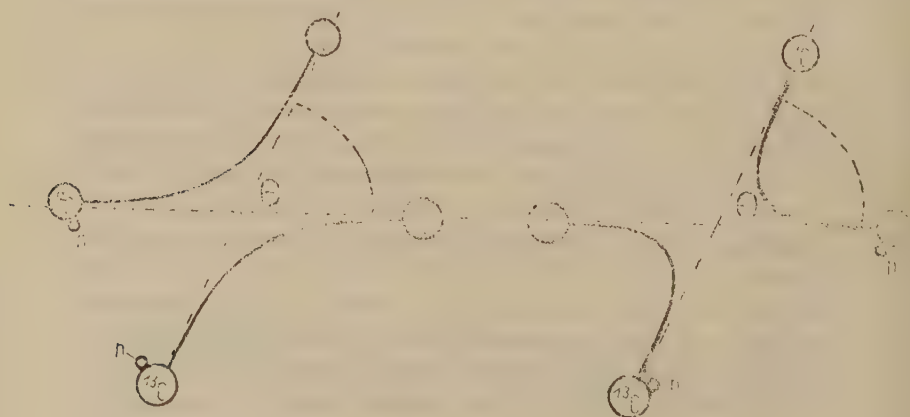


Abb. 21: Stripping und Pickup bei gleichem Streuwinkel des zu spektroskopierenden Teilchens.

Buttle und Goldfarb (But 66) geben für diesen Fall einer Transferreaktion mit identischen Teilchen in einem Kanal an:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \sum_{l\lambda} (j_1 \ 1/2, \ 1 \ 0)^2 \left[|T_{1\lambda}(\theta)|^2 + |T_{1\lambda}(\pi-\theta)|^2 \pm \right. \\ \left. j_1^2 j_2^2 \cdot \begin{pmatrix} 1 & j_1 & j_2 \\ j_1 & c_1 & c_2 \\ j_1 & a_1 & a_2 \end{pmatrix} 2\text{Re} \left\{ T_{1\lambda}(\theta) T_{1\lambda}^*(\pi-\theta) \right\} \right]$$

Das Vorzeichen vor dem Interferenzterm wird durch die Antisymmetrisierung der Gesamtwellenfunktion bestimmt und gehorcht dem einfachen Zusammenhang:

Hat der leichteste, an der Reaktion beteiligte Kern eine gerade Nukleonenzahl, dann ist das Vorzeichen positiv (wie bei der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$), bei ungerader Nukleonenzahl ist das Vorzeichen negativ.

Für die Winkelverteilungen der $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Reaktion wurde bei $E_{\text{lab}} = 27.0$ MeV (Abb. 22) und 29.0 MeV (Abb. 23) eine NR-Rechnung gemacht, da eine von Tamura und Low (Tam 73) angegebene Abschätzung $\frac{x}{a} \cdot k_a \cdot R_a < 1$ für den sinnvollen Einsatz einer NR-Rechnung den Wert 0.47 ergab. R_a ist der Radius von Kern a (hier wurde $R_a = 1.2 \cdot A^{1/3}$ genommen), a die Masse von a in amu, x die Masse des transferierten Teilchens in amu und k_a die Relativwellenzahl für eine Reaktion $A(a,b)B$ bei der entsprechenden Energie.

Die Übereinstimmung von Experiment und Rechnung ist durchaus brauchbar, vor allem wenn man berücksichtigt, daß wegen der Winkelverschmierung durch einen großen linearen Öffnungswinkel ($\theta_{\text{lab}} \approx 1.4^\circ$) scharfe Minima nicht ausgemessen werden können. Außerdem gab es bei den $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Messungen eine Reihe von Schwierigkeiten, die beim $^{16}\text{O}-^{10}\text{B}$ -System nicht auftraten.

So läßt sich die elastische Streuung von ^{13}C an ^{13}C mit dem "Optischen Modell" nur schlecht wiedergeben. Helb et. al. (Hel 72) zeigten, daß sie die elastische Streuung besser mit

der "Molecular-Wave-Function-Methode" (MWF_M), die W. von Oertzen entwickelte (Oer 70), wiedergeben konnten, was für das Vorhandensein eines Nukleonenaustausches spricht, der bei elastischer Streuung nichtidentischer Teilchen zu einem Rückwärtsanstieg der Winkelverteilung führt und bei der elastischen Streuung identischer Teilchen wie hier, die Streuung um $\Theta_{CM} = 90^\circ$ am stärksten beeinflusst. Daher war es schwierig, die richtigen OM-Parameter zu finden und der beim Fit der elastischen Streuung gewonnene Parametersatz war nur Ausgangspunkt einer Parametervariation bei den NR-DWBA-Rechnungen.

Ferner muß berücksichtigt werden, daß durch den starken Abfall der Effizienz (siehe A, I, 5) bei niedrigen Energien (welcher wegen der Kinematik ja gerade für die großen Winkel zutrifft) die Normierung bei den großen Winkeln mit einem größeren Fehler behaftet ist. Allerdings zeigt eine Nachmessung bei $E_{lab} = 29.0$ MeV (siehe Abb. 23) mit einem Flugzeitspektrometer - bestehend aus einem 6.9μ dünnen Si-Transmissionsdetektor und einem Si-Stopdetektor (siehe Anhang) - das im entsprechenden Meßbereich die Nachweiswahrscheinlichkeit 1 hatte, daß sich bei den hohen Winkeln die Abweichung zwischen Experiment und Rechnung mit einer ungenauen Effizienzbestimmung allein noch nicht erklären läßt.

Die für die DWBA-Rechnungen verwendeten OM-Parameter sind der Tabelle 1 zu entnehmen. Die elastische Streuung mit OM-Fit für 27.0 MeV und 29.0 MeV sind in Abb. 24 und Abb. 25 zu sehen. Auf eine DWBA-Rechnung für 25.0 MeV zu der Messung in Abb. 26 wurde verzichtet, da hier kein so großer Winkelbereich zur Verfügung stand und da wegen der Verwendung verschiedener Targets die Normierung nicht so zuverlässig war wie bei den beiden anderen Messungen. Die Fehlerbalken bei den $^{13}C(^{13}C, ^{12}C)^{14}C$ -Messungen stellen den statistischen Fehler dar - aus der Integration und aus der Ungenauigkeit der Effizienzbestimmung herrührende Fehler wurden nicht berücksichtigt.

Bei den Abb. 22 und 23 und Abb. 26 sind zwei verschiedene Typen von Meßwerten eingezeichnet: die vollen Punkte stellen die Messung des $^{12}\text{C}_{\text{gs}}$ dar und die offenen Punkte die Messung des $^{14}\text{C}_{\text{gs}}$, die sich wegen der 90° -Symmetrie der Winkelverteilungen $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ und $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ (die damit identisch sind) in die ^{12}C -Winkelverteilung einspiegeln läßt.

III) Spektroskopische Faktoren

Im Bild des Schalenmodells kann man sich die Wellenfunktion eines $(A+N)$ -Teilchensystems aus den Wellenfunktionen eines $(A+N-1)$ -Teilchensystems und der Wellenfunktion des $(A+N)_{\text{ten}}$ -Nukleons aufbauen. Kann man - wie bei direkten Reaktionen, bei denen ja nur wenige Freiheitsgrade an der Reaktion (eine "aktive" Schale) beteiligt sein sollen - einen "Block" von A -Teilchen und deren antisymmetrisierte Wellenfunktion bei dem $(A+N)$ -Teilchen- und $(A+N-1)$ -Teilchen-System als gleich voraussetzen, so reduziert sich das Problem auf die N bzw. $(N-1)$ -Teilchen und das zusätzliche Nukleon. In diesem Falle läßt sich nach Cohen und Kurath (Coh 67) die Wellenfunktion der N -Teilchen wie folgt darstellen:

$$\psi^{IT\alpha}(1\dots N) = \sum_{I_0 T_0 \alpha_0 j} \langle IT\alpha \{ | I_0 T_0 \alpha_0, j \rangle \cdot$$

$$\cdot \left[\psi^{I_0 T_0 \alpha_0}(1\dots N-1) \phi^j(N) \right]^{IT}$$

Dabei sind I der Drehimpuls, T der Isospin und α Energieeigenwert. Der Index o kennzeichnet die "parent states" der $(N-1)$ Nukleonen.

Durch Vektor-Kopplung muß dabei ein Zustand mit I und T gebildet werden, was durch die eckige Klammer um die Wellenfunktion ausgedrückt wird.

Für einen bestimmten Anfangszustand $(I_0 T_0 \alpha_0)$ der $(N-1)$ Nukleonen lautet nun der spektroskopische Faktor für den Transfer eines Nukleons mit dem Drehimpuls j :

$$S(IT\alpha; I_0 T_0 \alpha_0, j) = N \langle IT\alpha \{ | I_0 T_0 \alpha_0, j \rangle^2$$

Der Faktor N resultiert aus der Antisymmetrisierung, da es in der Schale N "gleichberechtigte", aktive Nukleonen gibt.

Die bei den vorliegenden Messungen gewonnenen spektroskopischen Faktoren sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Für $^{15}\text{O}_{\text{gs}}$ ergab sich zwar eine gute Übereinstimmung zwischen dem Wert des spektroskopischen Faktors der NR- und der EFR-Rechnung, aber eine unerklärliche Abweichung von bisher ermittelten spektroskopischen Faktoren. Auffallend ist hier auch, daß im Gegensatz zum sonst gewohnten Verhalten die EFR-Rechnung wesentlich stärker strukturiert ist als die NR-Rechnung.

Beim $^{17}\text{F}_{\text{gs}}$ weicht der spektroskopische Faktor aus der NR-Rechnung ziemlich von dem Wert der EFR-Rechnung, der gut mit Literaturwerten übereinstimmt, ab, was nicht überrascht, da bei diesen Hochenergiedaten der "Recoil" nicht vernachlässigt werden darf. Genauer betrachtet der Bahndrehimpulsbeiträge zeigt, daß der bei der NR-Rechnung fehlende $L=2$ -Beitrag ziemlich groß ist, und daß bei der EFR-Rechnung der $L=1$ -Beitrag dieselbe Größenordnung hat wie der $L=3$ -Beitrag, wogegen bei der NR-Rechnung der $L=1$ -Beitrag um ca. 2 Größenordnungen kleiner ist als der $L=3$ -Beitrag.

Die spektroskopischen Faktoren beim $^{17}\text{F}_{5.1 \text{ MeV}}^{3/2+}$ -Zustand weichen nicht so stark voneinander ab, aber der EFR-Wert von $S=0.9$ paßt besser zu dem Wert $S=1.0$, der von Vincent und Fortune für den analogen Zustand im ^{17}O gefunden wurde.

Bei den $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Messungen stimmen die spektroskopischen Faktoren der NR-Rechnung bei den Energien $E_{\text{lab}} = 27.0 \text{ MeV}$ und 29.0 MeV untereinander exakt überein, und der Wert von $S_1 \cdot S_2$ mit 1.6 stimmt sehr gut mit dem Wert 1.7 überein, den man erhält, wenn man die von Schiffer et. al. (Sch 67) experimentell ermittelten Werte für S_1 und S_2 multipliziert. Beide Werte liegen beträchtlich über dem theoretischen $S_1 \cdot S_2$ -Wert von Cohen und Kurath mit 1.08.

Bei den vielen DWBA-Rechnungen, die durchgeführt wurden, um das vorliegende Ergebnis zu erreichen, stellte sich heraus, daß die Ergebnisse der NR- und EFR-DWBA-Rechnungen sowohl bei den ^{16}O - ^{10}B -, als auch bei den ^{13}C - ^{13}C -Rechnungen sehr sensitiv auf die OM-Parameter - speziell die Radien und Potentialtiefen - waren.

Tabelle 1: Liste der OM-Parameter

Peakion	Energie	Kanal	V _{Re}	V _{Im}	V _{ImS}	R _{pe}	R _{Im}	R _{ImS}	a _{Re}	a _{Im}	a _{ImS}	DWBA
$^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C}) ^{14}\text{C}$	27.0	i=f	101.0	16.5		1.27	1.16		0.465	0.3		NR
$^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C}) ^{14}\text{C}$	29.0	i	99.0	15.5		1.27	1.13		0.45	0.26		NR
		f	99.0	15.5		1.25	1.1		0.45	0.26		
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B}) ^{15}\text{O}$	97.35	i=f	30.0	23.0	1.0	1.206	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	NR
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B}) ^{15}\text{O}$	97.35	i=f	30.0	23.0	1.0	1.206	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	EFR
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be}) ^{17}\text{F}$	97.35	i	30.0	23.0	1.0	1.206	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	NR
		f	30.0	23.0	1.0	1.256	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be}) ^{17}\text{F}$	97.35	i=f	30.0	23.0	1.0	1.26	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	EFR
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be}) ^{17}\text{F}$	97.35	i=f	30.0	23.0	1.0	1.206	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	NR
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be}) ^{17}\text{F}$	97.35	i=f	30.0	23.0	1.0	1.26	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	EFR
$^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{C}) ^{13}\text{C}$	27.0		101.0	16.5		1.27	1.16		0.465	0.3		OM-Fit
$^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{C}) ^{13}\text{C}$	29.0		99.0	15.0		1.27	1.11		0.45	0.26		OM-Fit
$^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B}) ^{16}\text{O}$	97.35		30.0	23.0	1.0	1.206	1.194	1.232	0.45	0.6	0.6	OM-Fit

R_C überall 1.4 fm Energien und Potentiale sind in MeV angegeben, geometrische Größen in fm

Tabelle 2: Spektroskopische Faktoren

Kern	n j	$C_1^2 S_1 \quad C_2^2 S_2$		$C_2^2 S_2$	
		gemessen		gemessen	andere
$^{15}\text{O}_{\text{gs}}$	$1p_{1/2}$	1.27 NR 1.42 EFR		$2.32^{1)}$ NR $2.58^{1)}$ EFR	1.22^a 1.29^a 1.5^b 2.0^c
$^{17}\text{F}_{\text{gs}}$	$1d_{5/2}$	1.06 NR 0.69 EFR		$1.76^{2)}$ NR $1.15^{2)}$ EFR	0.9^d 0.9^e 1.05^e 1.23^f
$^{17}\text{F}_{5.1}$	$1d_{3/2}$	0.43 NP 0.54 EFR		$0.72^{2)}$ NR $0.9^{2)}$ EFR	1.0^{+1}
$^{14}\text{C}_{\text{gs}}$	$1p_{1/2}$	1.6 NR		$2.6^{3)}$ NR $1.95^{4)}$ NR	1.77^h 2.1^g

- 1) Für S_1 wurde der Wert 1.0943 von Cohen und Kurath genommen.
 2) Für S_1 wurde der Wert 1.2004 von Cohen und Kurath genommen.
 3) Für S_1 wurde der Wert 0.6132 von Cohen und Kurath genommen.
 4) Für S_1 wurde der Wert 0.81^g genommen.

- a) M. Gaillard et. al. Nucl. Phys. A119 (1968) 161
 b) K.H. Purser et. al. Nucl. Phys. A132 (1969) 75
 c) K.H. Bray and J. Nurzynski Nucl. Phys. A127 (1969) 622
 d) S.T. Thornton Nucl. Phys. A137 (1969) 531
 e) C.J. Oliver et. al. Nucl. Phys. A127 (1969) 567
 f) G. Lodin and L. Nilsson Z. Phys. 223 (1970) 181
 g) Ref. Sch 67
 h) Ref. Coh 67
 i) C.M. Vincent and H.J. Fortune Phys. Rev. C Vol. 2 (1970) 782

+ Es wurde der Wert des analogen Zustands von ^{17}O genommen.

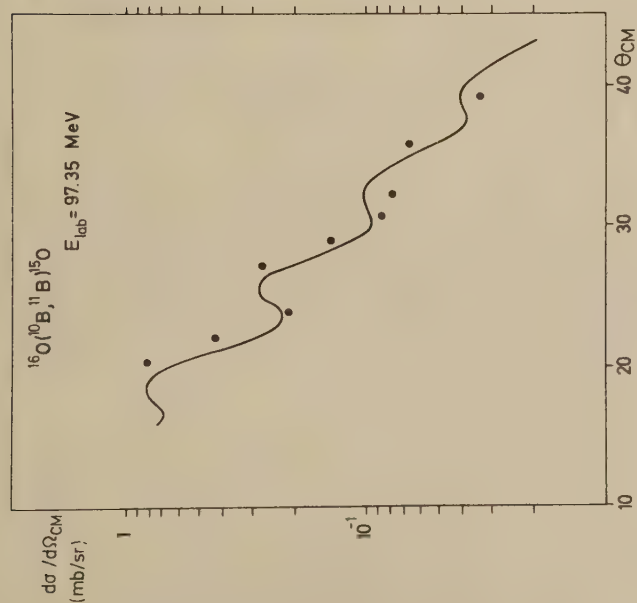


Abb. 13: NR-DWBA-Rechnung der Reaktion $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{O}$ (durchgezogene Linie) und Meßpunkte

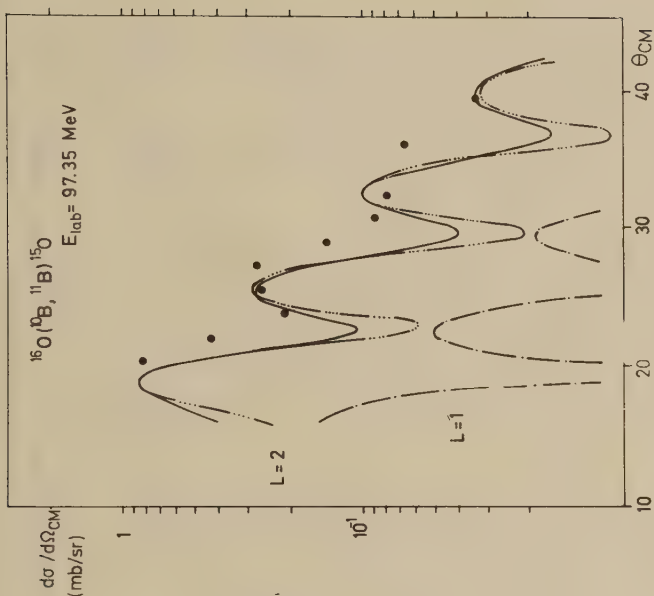


Abb. 14: EFR-DWBA-Rechnung der Reaktion $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{15}\text{O}$ (durchgezogene Linie) und Meßpunkte

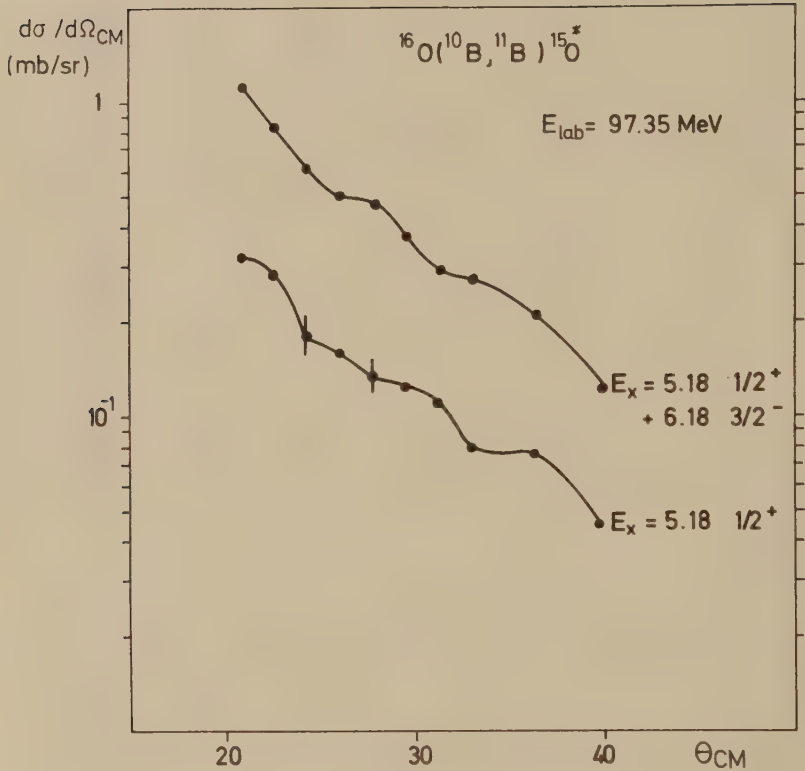


Abb. 15: Messung angeregter Zustände bei der Reaktion $^{16}O(^{10}B, ^{11}B)^{15}O^*$. Die durchgezogenen Linien sind nur eine Sichthilfe. Die beiden Fehlerbalken der unteren Kurve repräsentieren die größte Unsicherheit bei der Separation des 5.18 MeV-Zustands vom 6.18 MeV-Zustand.

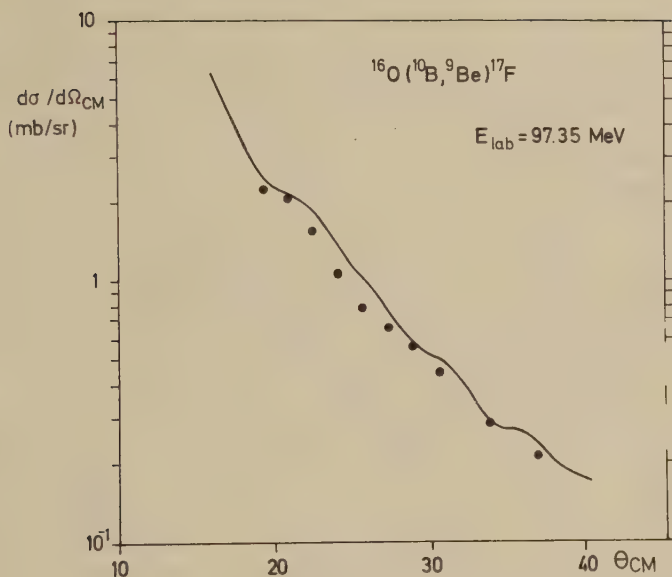


Abb. 16: NR-DWBA-Rechnung (durchgezogene Linie)
zur $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}$ -Messung

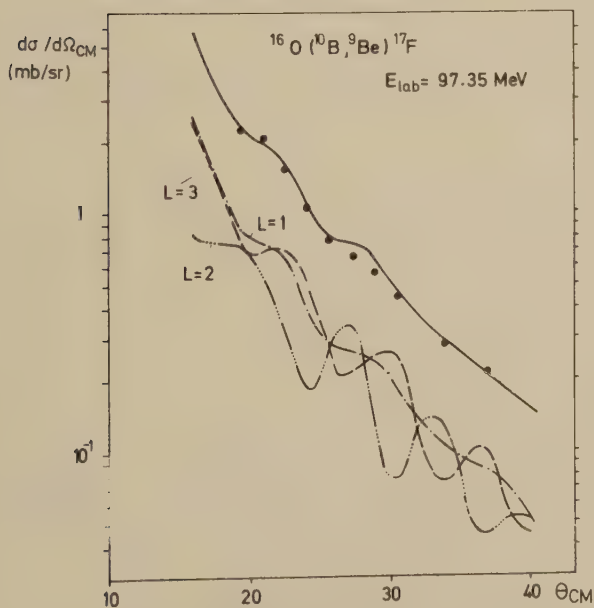
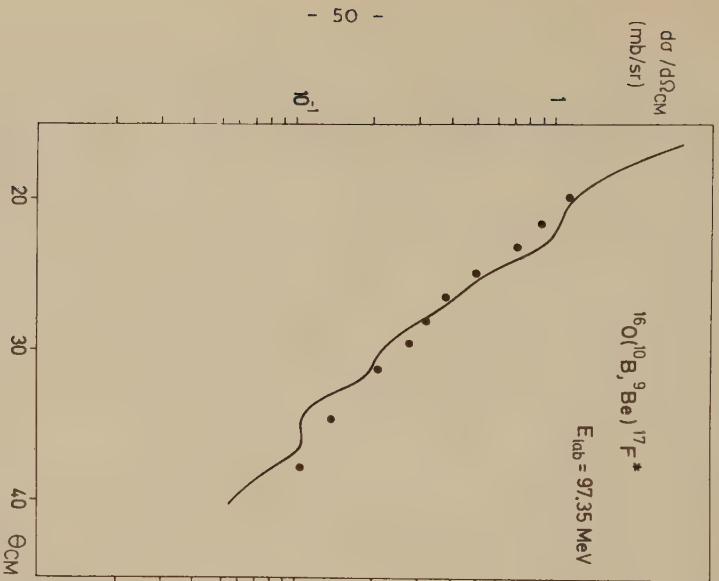


Abb. 17: EFR-DWBA-Rechnung (durchgezogene Linie)
zur $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}$ -Messung. Die einzelnen L -Beiträge
sind gestrichelt gezeichnet und markiert.



- 50 -

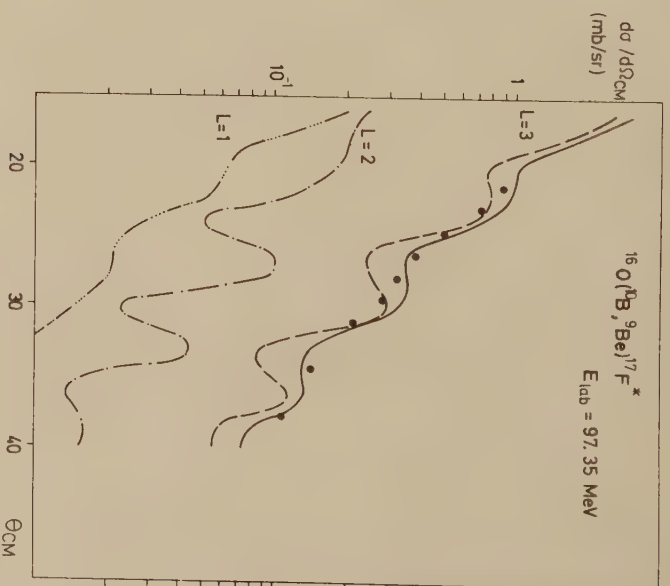


Abb. 18: NR-DWBA-Rechnung (durchgezogene Linie) zur Reaktion $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}^*$ 5.1 MeV

Abb. 19: EFR-DWBA-Rechnung (durchgezogene Linie) zur Reaktion $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{17}\text{F}^*$ 5.1 MeV. Die einzelnen L-Beiträge sind gestrichelt gezeichnet.

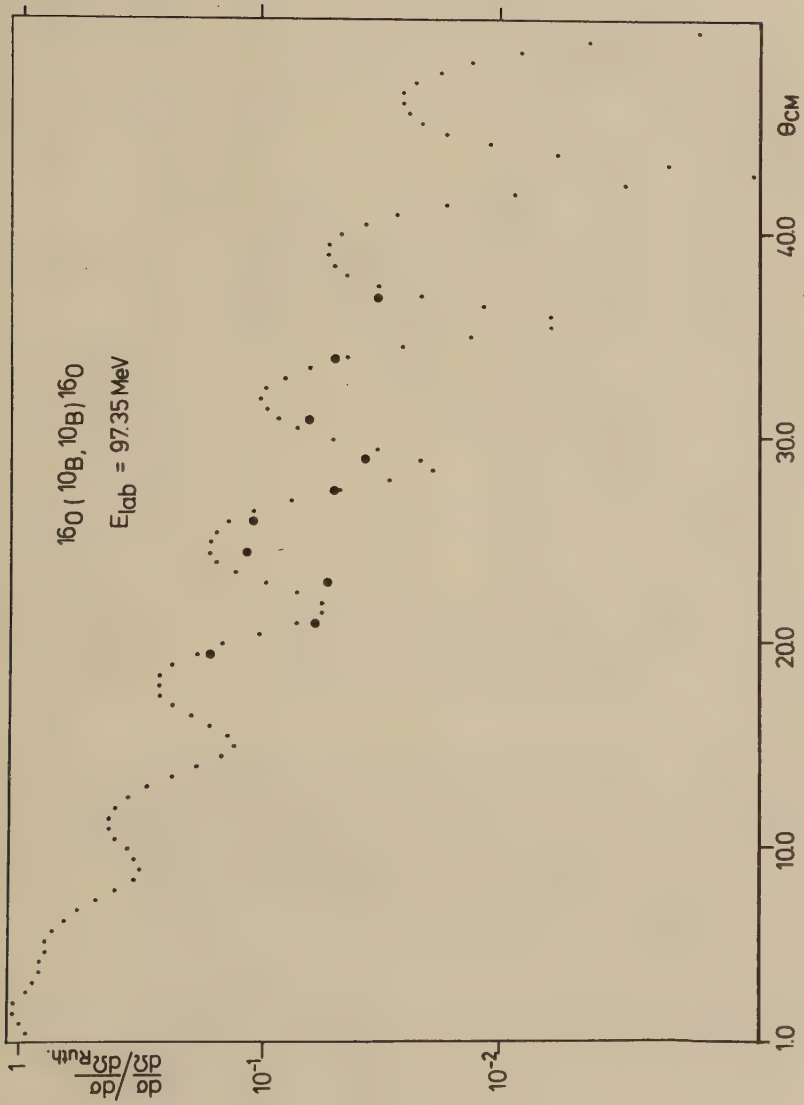


Abb. 20: Elastische Streuung (dicke Punkte) $^{16}\text{O}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{16}\text{O}$ mit OM-Fit

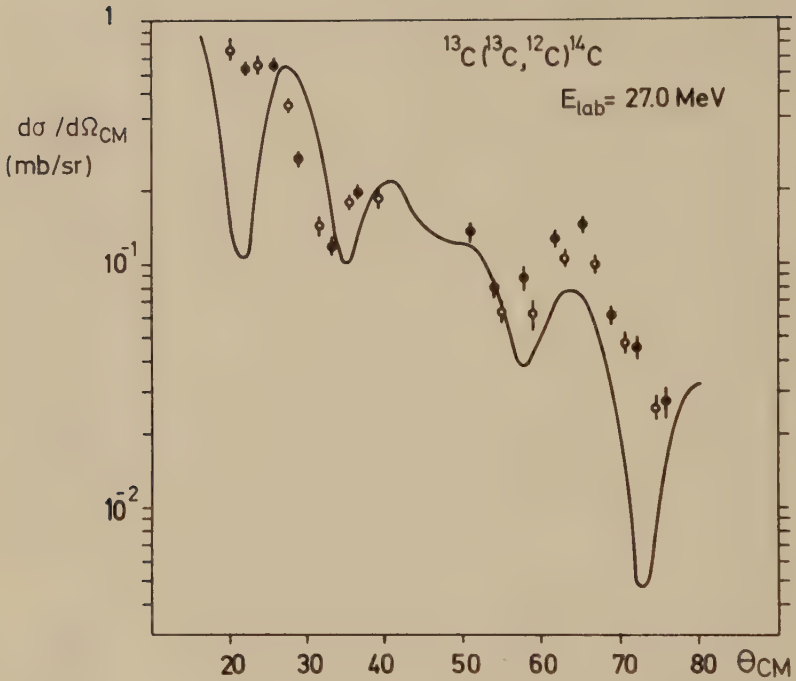


Abb. 22: NR-DWBA-Rechnung (durchgezogene Kurve) der Reaktion $^{13}C(^{13}C, ^{12}C)^{14}C$ bei $E_{Lab} = 27.0 \text{ MeV}$. Die vollen Meßpunkte repräsentieren die Reaktion $^{13}C(^{13}C, ^{12}C)^{14}C$ und die offenen Meßpunkte die Reaktion $^{13}C(^{13}C, ^{14}C)^{12}C$.

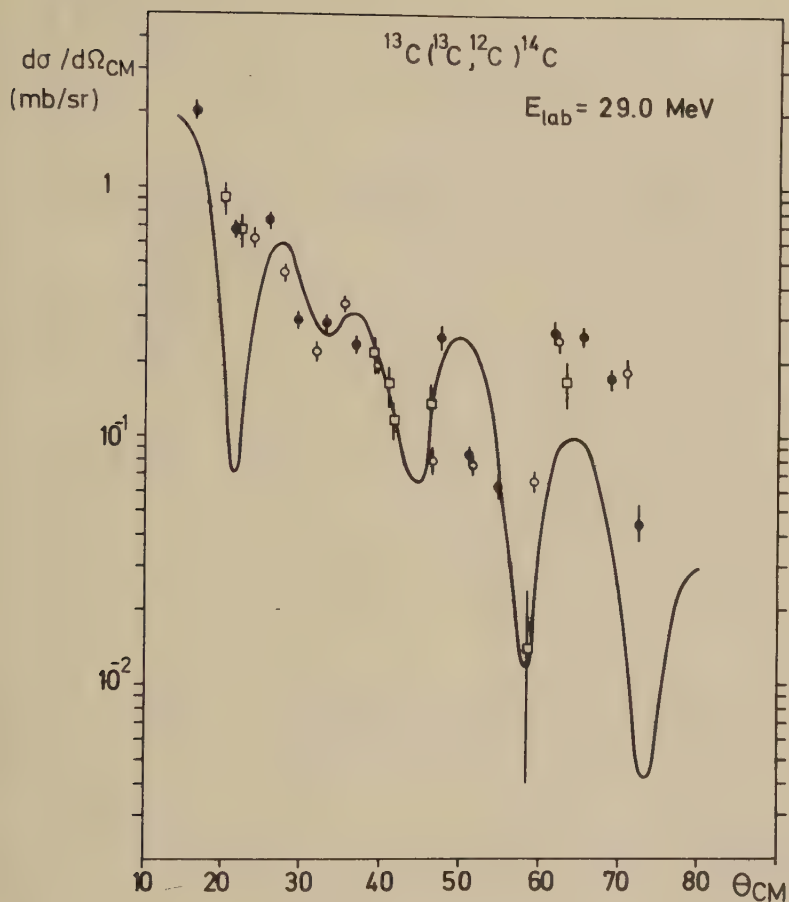


Abb. 23: NR-DWBA-Rechnung (durchgezogene Kurve) der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ bei $E_{Lab} = 29.0$ MeV. Die vollen Punkte repräsentieren die $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ -Messung, die offenen Punkte die $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ -Messung. Die offenen quadratischen Punkte entstammen einer Nachmessung mit einem ΔE -E-Halbleiter-Flugzeitspektrometer (siehe Anhang).

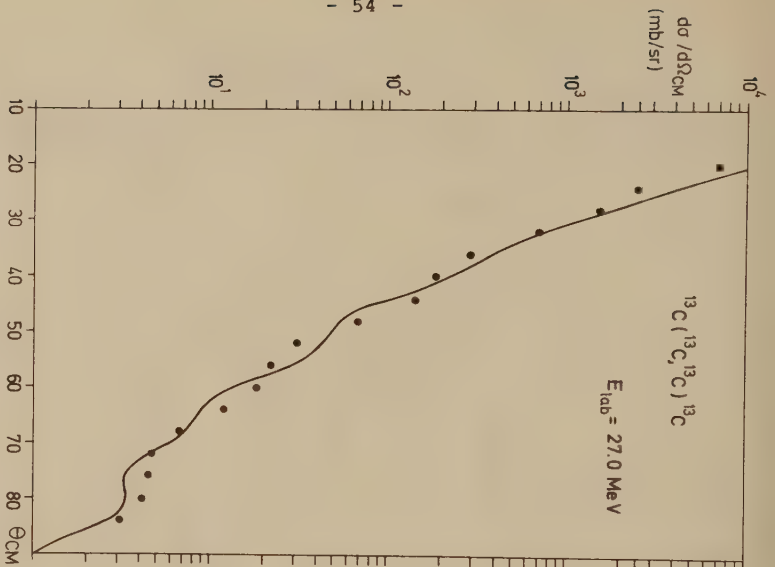


Abb. 24: Elastische Streuung von ^{13}C an ^{13}C bei $E_{lab} = 27.0$ MeV. Die durchgezogene Kurve ist ein OM-Fit.

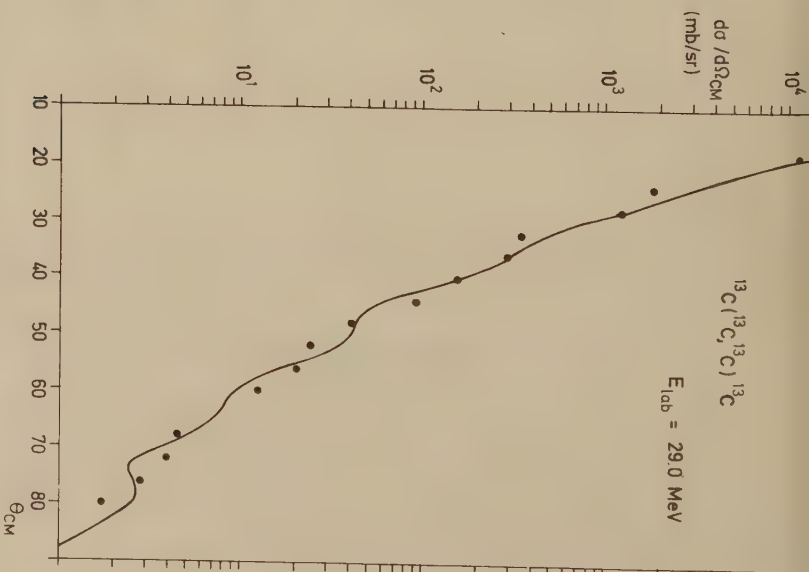


Abb. 25: Elastische Streuung von ^{13}C an ^{13}C bei $E_{lab} = 29.0$ MeV. Die durchgezogene Kurve ist ein OM-Fit.

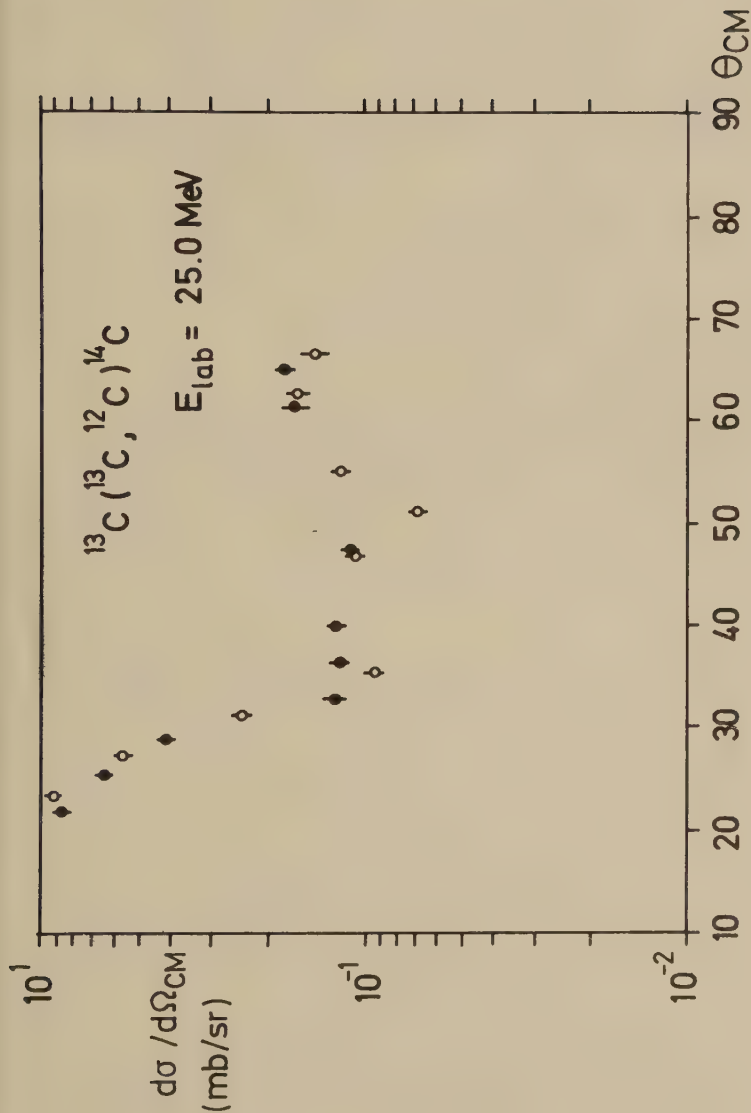


Abb. 26: Messung der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ (volle punkte) bei $E_{\text{lab}} = 25.0 \text{ MeV}$. Die offenen Punkte wurden aus der $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{14}\text{C})^{12}\text{C}$ -Messung bestimmt.

D) Anhang

I) Bemerkungen zur Gewinnung der spektroskopischen Faktoren

Der Zusammenhang zwischen der gemessenen Winkelverteilung und der berechneten läßt sich wie folgt herstellen:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{exp.}} = K \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot C_1^2 \cdot C_2^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{DWBA}}$$

dabei gilt für eine Reaktion $A(a,b)B$:

$$K = \frac{Z_A! \cdot Z_a!}{Z_B! \cdot Z_b!} \cdot \frac{N_A! \cdot N_a!}{N_B! \cdot N_b!}$$

wobei Z und N die Zahl der Protonen bzw. Neutronen der Kerne A, a, b, B sind.

Sei nun F der Faktor, mit dem man $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{DWBA}}$ multiplizieren

muß, um eine gute Anpassung an $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{exp.}}$ zu erreichen, dann gilt:

$$F = K \cdot S_1 \cdot S_2 \cdot C_1^2 \cdot C_2^2 \quad \text{oder} \quad S_1 \cdot S_2 \cdot C_1^2 \cdot C_2^2 = \frac{F}{K}$$

Will man nun S_2 ermitteln, so muß man zunächst unterscheiden, ob eine Stripping- oder eine Pickup-Reaktion vorliegt.

1) Stripping-Reaktion

Hier gilt: $a = b+x$ (x ist das transferierte Teilchen)
 $B = A+x$

und

$$C_1^2 = \langle T_{bM_b}, t_{xM_x} | T_{aM_a} \rangle^2$$

$$C_2^2 = \langle T_{AM_A}, t_{xM_x} | T_{BM_B} \rangle^2$$

mit T_i = Isospin des Teilchens i ($=A, a, b, B$)

M_i = Projektion des Isospins des Teilchens i

t_x und m_x sind der Isospin bzw. Projektion des Isospins des transferierten Teilchens.

S_1 kann dann unter Stripping für Target b aus Cohen und Kurath (Coh 67) gewonnen werden, wobei man die Zeile mit den richtigen Drehimpuls- und Isospin-Werten von a, b und x suchen muß.

2) Pickup-Reaktion

Hier gilt: $b = a+x$

$A = B+x$

und

$$C_1^2 = \langle T_a^{M_a}, t_x^{m_x} | T_b^{M_b} \rangle^2$$

$$C_2^2 = \langle T_B^{M_B}, t_x^{m_x} | T_A^{M_A} \rangle^2$$

S_1 kann man wiederum aus dem Cohen und Kurath (Coh 67) gewinnen, indem man unter Pickup für Target b die Zeile mit den richtigen Drehimpuls- und Isospin-Werten von a, b und x aufsucht.

3) Beispiel

Stripping-Reaktion $^{13}_C(^{13}_C, ^{12}_C)^{14}_C$:

$a = b+x = ^{12}_C+n$

$B = A+x = ^{13}_C+n$

$$C_1^2 = \langle T_{^{12}_C}^{M_{^{12}_C}}, t_n^{m_n} | T_{^{13}_C}^{M_{^{13}_C}} \rangle^2 = \langle 00, \frac{1}{2} \frac{1}{2} | \frac{1}{2} \frac{1}{2} \rangle^2 = 1$$

$$C_2^2 = \langle T_{^{13}_C}^{M_{^{13}_C}}, t_n^{m_n} | T_{^{14}_C}^{M_{^{14}_C}} \rangle^2 = \langle \frac{1}{2} \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \frac{1}{2} | 1 \ 1 \rangle^2 = 1$$

Unter Stripping für Target b(= $^{12}_C$) mit (IT) = (00) für ein transferiertes $1p_{1/2}$ -Nukleon aus einem Teilchen a(= $^{13}_C$) mit (IT) = (1/2, 1/2) findet man den Wert 0.6132.

$$\text{Für K ergibt sich: } K = \frac{6! \cdot 6!}{6! \cdot 6!} \cdot \frac{7! \cdot 7!}{8! \cdot 6!} = \frac{7}{8}$$

$$\text{somit gilt: } S_2 = \frac{F}{C_1^2 \cdot C_2^2 \cdot K \cdot S_1} = \frac{F}{1 \cdot 1 \cdot \frac{7}{8} \cdot 0.6132}$$

II) Ergebnisse mit einem Halbleiter- ΔE -E-Flugzeitspektrometer

Da inzwischen in Erlangen neue schnelle Vorverstärker vom Typ Sherman-Roddick (She 68) zur Verfügung stehen und ein 6.9u dicker Transmissionsdetektor⁺ gekauft werden konnte, wurde das bis auf den 1000 mm² Zähler neue System kurz vor Beendigung dieser Arbeit erprobt. Da mit - freundlicherweise vom MPI-Heidelberg zur Verfügung gestellten - Teilchenidentifizierern eine $E \cdot T^2$ -Multiplikation vorgenommen werden konnte, ließ sich bei einer zweidimensionalen m - E_{ges} -Darstellung (siehe Abb.27) durch die $\Delta E + E = E_{\text{ges}}$ - Summation eine Energieauflösung von ca. 270 keV und eine Massenauflösung von $\frac{m}{\Delta m} \approx 25$ erreichen. Mit den Abb. 28 - 31 werden die gute Massen- bzw. Energieauflösung und die hervorragenden Auswertungsmöglichkeiten mit den Programmen Z15 und A15 (Tra 75) am Beispiel der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ bei $\Theta_{\text{Lab}} = 23^\circ$ und $E_{\text{Lab}} = 29.0$ MeV demonstriert.

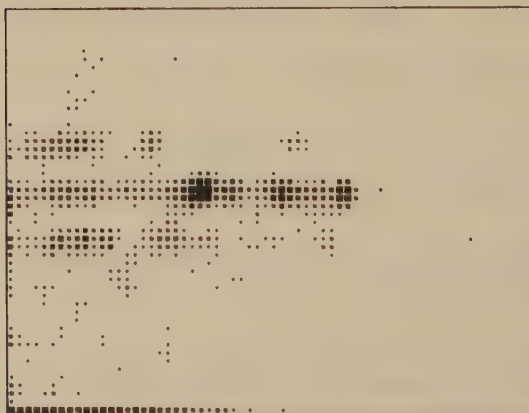


Abb. 27: Zweidimensionale m - $(-E_1^2)$ - E -Darstellung der Reaktion $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ bei $E_{\text{Lab}} = 29.0$ MeV und $\Theta_{\text{Lab}} = 23^\circ$ mit logarithmischem Display. Die starke Linie in der Mitte entspricht der Masse $m=13$, die von der Linie $m=12$ (darunter) und $m=14$ umgeben ist.

⁺ Fa. Ortec

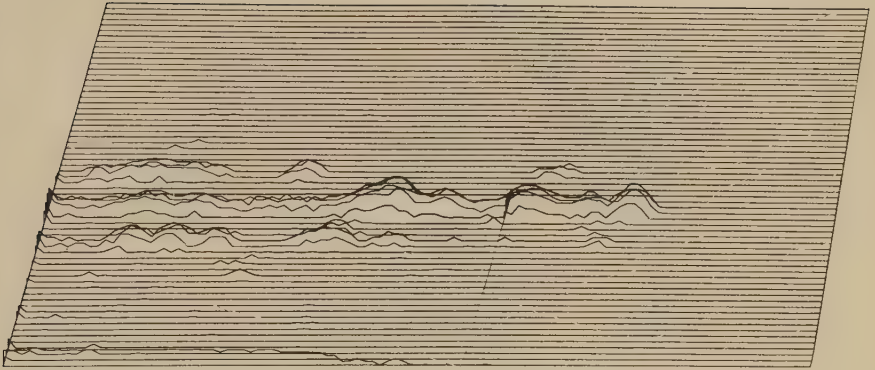


Abb. 28: Pseudo-3-dimensionale logarithmische Darstellung
des Spektrums von Abb. 27.

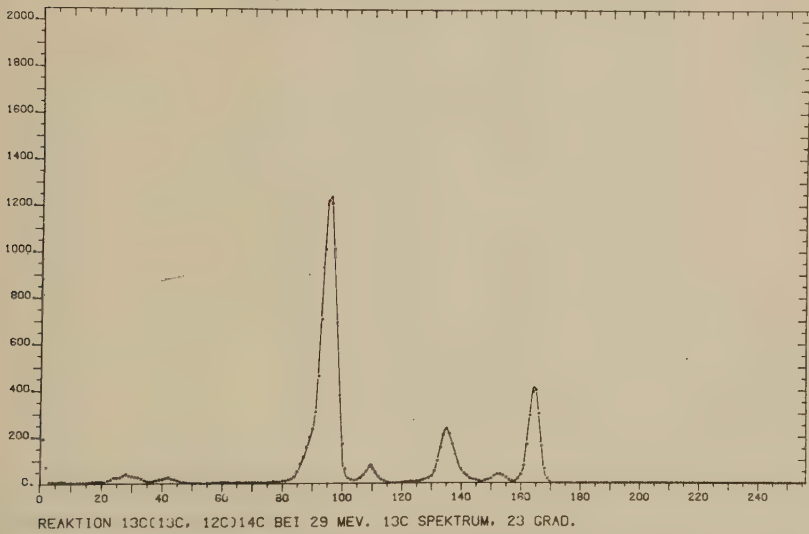
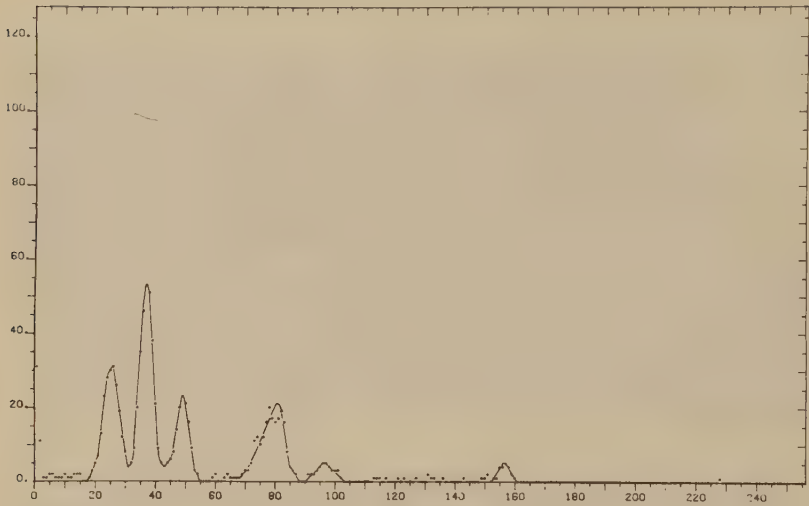


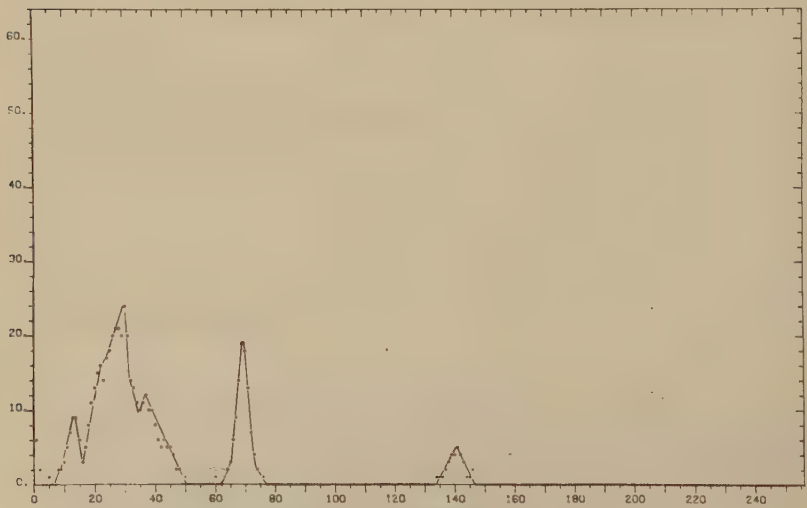
Abb. 29: Eindimensionale Darstellung der Masse 13 aus
Abb. 27.



REAKTION $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ BEI 29 MEV. ^{12}C SPEKTRUM, 23 GRAD.

Abb. 30: Eindimensionale Darstellung der Masse 12 aus

Abb. 27



REAKTION $^{13}\text{C}(^{13}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ BEI 29 MEV. ^{14}C SPEKTRUM, 23 GRAD.

Abb. 31: Eindimensionale Darstellung der Masse 14 aus

Abb. 27

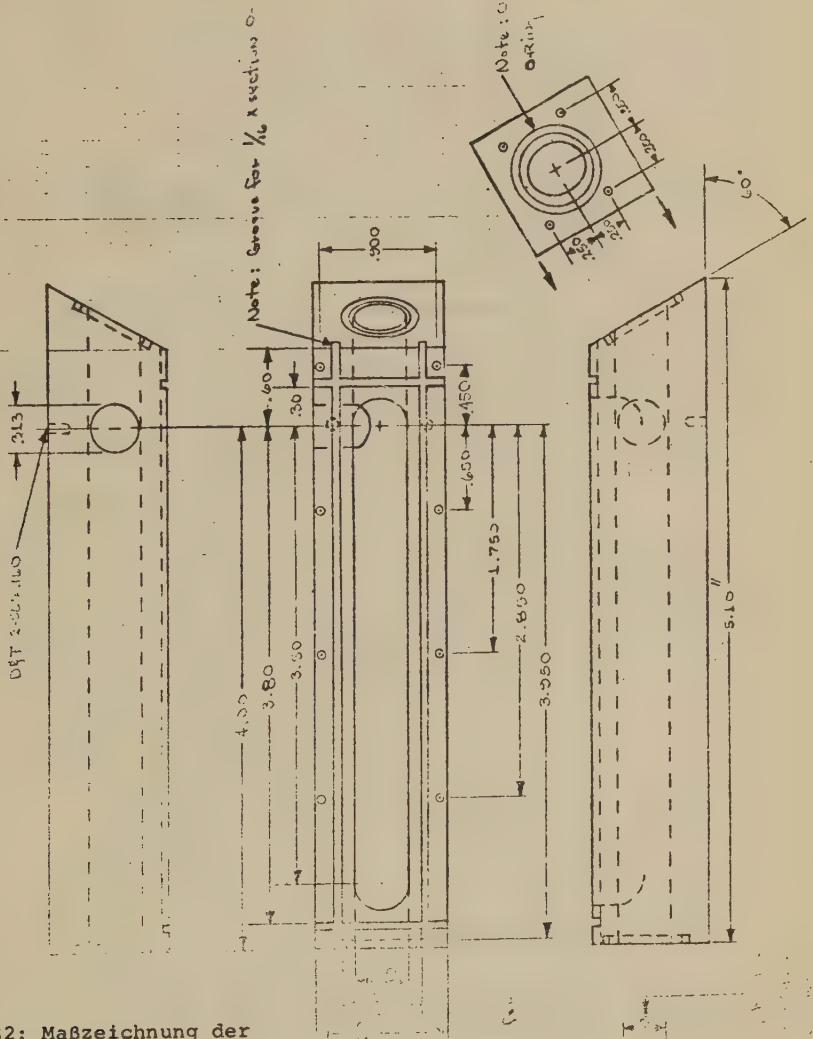


Abb. 32: Maßzeichnung der Gaszelle (alle Maßangaben in Zoll)

Literaturverzeichnis

- 1) Aus 70 N. Austern, Direct Nuclear Reaction Theories
John Wiley + Sons, Inc. (1970)
- 2) Bra 74 P. Braun-Munzinger and C.K. Gelbke,
Nucl. Instr. and Meth. 114 (1974) 141
- 3) But 66 P.J.A. Buttle and L.J.B. Goldfarb,
Nucl. Phys. 78 (1966) 409
- 4) Coh 67 S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1
- 5) Dar 65 A. Dar and B. Kozlowsky, Phys. Rev. Lett. 15
(1965) 1036
- 6) DeV 73 R.M. DeVries, Phys. Rev. C 8 (1973) 951
- 7) Die 71 E. Dietz, R. Bass, A. Reiter, U. Friedland and
B. Hubert, Nucl. Instr. and Meth. 97 (1971) 581
- Die 73 E. Dietz, J.V. Czarnecki, W. Patscher, W. Schäfer
and R. Bass, Nucl. Instr. and Meth. 108 (1973) 607
- 8) Fal 72 G. Faltin, Zulassungsarbeit Erlangen (1972)
- 9) Gel 71 C.K. Gelbke, K.D. Hildenbrand and R. Bock,
Nucl. Instr. and Meth. 95 (1971) 397
- 10) Hel 73 H.D. Helb, P. Dück, G. Hartmann, G. Ischenko,
F. Siller and H. Voit, Nucl. Phys. A206 (1973) 335
- 11) Hil 72 K.D. Hildenbrand, Dissertation Heidelberg (1972)
- 12) Kar 72 L. Karlsson, Nucl. Instr. and Meth. 100 (1972) 193
- 13) Oer 70 W. von Oertzen, Nucl. Phys. A148 (1970) 529
- 14) Pfe 73 W. Pfeffer, B. Kohlmeyer and W.F.W. Schneider,
Nucl. Instr. and Meth. 107 (1973) 121
- 15) Sch 67 J.P. Schiffer, G.C. Morrison, R.H. Siemssen,
and B. Zeidman, Phys. Rev. 164 (1967) 1274
- 16) Sch 70 W.F.W. Schneider, B. Kohlmeyer and R. Bock,
Nucl. Instr. and Meth. 87 (1970) 253
- 17) She 68 J.S. Sherman, R.G. Roddick and A.J. Metz,
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-15 (1968) 500
- 18) Sil 59 E.A. Silverstein, Nucl. Instr. and Meth. 4
(1959) 53
- 19) Tam 73 T. Tamura and K.S. Low, Phys. Rev. Lett. 31
(1973) 1356
- 20) Tra 75 A. Trautner, Diplomarbeit Erlangen (1975)
- 21) Tre 75 W. Treu, Diplomarbeit Erlangen (1975)
- 22) Voi 68 H. Voit, Dissertation Erlangen (1968)

Herrn Priv. Doz. Dr. H. Voit danke ich für die Überlassung dieser Arbeit und den freien Spielraum, den er mir bei deren Durchführung gewährt hat, bei gleichzeitiger, ständiger Bereitschaft zu Anregungen und Diskussionen. Ferner danke ich ihm dafür, daß er mir die Messungen am Cyclotron-Institute der Texas A+M-University ermöglichte und mich bei deren Durchführung unterstützte.

Herrn Prof. Dr. G. Ischenko danke ich für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit, das für mich vor allem während der Abwesenheit von Herrn Priv. Doz. Dr. H. Voit sehr wertvoll war.

Schließlich möchte ich den Mitgliedern der Schwerionengruppe, Herrn P. Dück, Herrn Dipl. Phys. W. Galster, Herrn Dipl. Phys. E. Haindl und Herrn W. Treu für ihre großartige Einsatzbereitschaft - die nicht einmal vor den Osterfeiertagen zurückschreckte - danken. Herrn W. Treu bin ich für seine Unterstützung bei der Durchführung der DWBA-Rechnungen zu besonderem Dank verpflichtet.

Sehr bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. K. Nagatani, Dr. C. Towsley und Dr. K.G. Nair vom Cyclotron Institute der Texas A+M-University für ihre kollegiale Aufnahme und die Hilfe, die sie mir bei der Durchführung der Messungen gewährten.

Lebenslauf

Ich wurde am 2. Juli 1944 als Sohn des Lehrers Fritz Siller und seiner Ehefrau Berta, geb. Saller, in Kraiburg/Inn geboren. Von 1950 - 1955 besuchte ich die Volksschule Niederbergkirchen und anschließend die Oberrealschule in Pfarrkirchen/Rott. 1960 wechselte ich auf die Oberrealschule Mühldorf/Inn über, an der ich 1964 das Abitur ablegte. Nach Ableistung des Wehrdienstes beim Bundesgrenzschutz begann ich im November 1966 das Studium der Physik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. Nach der Vordiplomprüfung im Oktober 1968 begann ich im September 1969 meine Diplomarbeit in der Schwerionengruppe des II. Physikalischen Instituts. Im Anschluß an meine Diplomprüfung wurde ich wissenschaftlicher Angestellter an diesem Institut und im September 1972 Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle.

Copie - Center 2000
852 ERLANGEN • Obere Karlstr. 30